

ANNALEN
DER
PHYSIK UND CHEMIE.

BAND CLIX.

ANNA

1871

THE PRINCE AND THE PEASANT

1871



ANNALEN
DER
P H Y S I K
UND
C H E M I E.

SECHSTE REIHE.

HERAUSGEGEBEN ZU BERLIN

VON

J. C. POGGENDORFF.

NEUNTER BAND.

NEBST SIEBEN FIGURENTAFELN.



LEIPZIG, 1876.

VERLAG VON JOHANN AMBROSIVS BARTH.

ZELAZNE

NI 2 Y H 9



ANNALEN
DER
P H Y S I K
UND
C H E M I E.

HERAUSGEGEBEN ZU BERLIN

VON

J. C. POGGENDORFF.

HUNDERTNEUNUNDFUNFZIGSTER BAND.

DER GANZEN FOLGE ZWEIHUNDERTFÜNFUNDREISSIGSTER.

NEBST SIEBEN FIGURENTAFELN.



LEIPZIG, 1876.

VERLAG VON JOHANN AMBROSIVS BARTH.

ANNALEN

DES

PHYSIK

UND

CHEMIE

VON HERMANN VON HOFMEYER

UND

J. G. TROSCHEIDT

HERAUSGEGEBEN VON HERMANN VON HOFMEYER

UND J. G. TROSCHEIDT

IN VERBAND MIT DER PHYSIKALISCHEN ANSTALT ZU GIESSEN



LEIPZIG, 1876

VERLAG VON JOHANNES AMBRUSIUS BARTH

Inhalt

des Bandes CLIX der Annalen der Physik und Chemie.

Erstes Stück.

	Seite
I. Experimentelle Untersuchungen über die Flüssigkeitsreibung bei Salzlösungen; von A. Sprung	1
II. Ueber die Sommerregenzeit Deutschlands; von G. Hellmann	36
III. Beobachtung der Verzögerung im Verlaufe der Inductionsströme mittelst des Stimmgabel-Apparats; von A. v. Ettingshausen	51
IV. Ueber den Durchgang starker Inductionsströme durch Flüssigkeiten; von H. Herwig	61
V. Beiträge zur Elektrodynamik; von Th. Wand	94
VI. Ueber die Abhängigkeit der elektrischen Leitungsfähigkeit des Sclens von Wärme und Licht; von W. Siemens	117
VII. Die Photographie der Töne; von S. Th. Stein	142
VIII. Ueber die Abhängigkeit der specifischen Wärme des Quecksilbers von der Temperatur; von A. Winkelmann	152
IX. Ein interessanter acrostatischer Versuch; von Reuleaux	165
X. Zur Theorie der Doppelbrechung; von V. v. Lang	168
XI. Eine Blitzwirkung während des Gewitters vom 18. August d. J.; von A. Trécul	174
XII. Radiometrische Versuche; von Schuster und von Crookes	175
XIII. Ueber Sonneck's Theorie der Schwingungs-Erregung und der Bewegung der Luftsäule in offenen und gedeckten Pfeifen; von A. J. Ellis	176

(Geschlossen am 9. October 1876.)

Zweites Stück.

	Seite
I. Ueber die Wärmeleitung von Gasen und Dämpfen und die Abhängigkeit der specifischen Wärmen derselben von der Temperatur; von A. Winkelmann	177
II. Ueber die absoluten Phasenänderungen bei der Reflexion des Lichtes und über die Theorie der Reflexion; von W. Wernicke	198
III. Das elektrische Leitungsvermögen der Chlor-, Brom- und Jod-Wasserstoffsäure, der Schwefel-, Phosphor-, Oxal-, Wein- und Essigsäure in wässrigen Lösungen; von F. Kohlrausch	233
IV. Ueber die Transversalschwingungen flüssiger Lamellen; von F. Melde	275
V. Ueber die Photographie der weniger brechbaren Theile des Sonnenspectrums; von H. C. Vogel und O. Lohse . . .	297
VI. Ueber die Anzahl der elektrischen Materien; von C. Neumann	301
VII. Ueber Schwefelsäureanhydrid und über ein neues Schwefelsäurehydrat; von R. Weber	313
VIII. Bemerkungen zu dem Aufsätze des Hrn. v. Oettingen über Temperatur und Adiabate; von R. Clausius	327
IX. Ueber die kleinste Ablenkung im Prisma; von E. Lommel .	329
X. Ueber die Momentanbeleuchtung bei Beobachtung der Lichtwellenschlieren; von E. Mach	330
XI. Notiz über ein Radiometer-Experiment; von H. Krüfs . .	332
XII. Sicherheits-Vorrichtung für Wasserstoff-Entwickelungs-Apparate zur Verhütung von Knallgas-Explosionen bei der Entzündung des Gases; von M. Rosenfeld	335

(Geschlossen am 9. October 1876.)

Drittes Stück.

I. Ueber die Natur der elastischen Nachwirkung; von Fr. Braun	337
II. Ueber die Gleitung der Gase an Glaswänden; von E. Warburg	399

VII

	Seite
III. Bericht über Versuche des Hrn. Dr. Root zu Boston, die Durchdringung des Platins mit elektrolytischen Gasen betreffend; von H. Helmholtz	416
IV. Untersuchungen über die Wärmeerscheinungen in der galvanischen Säule und über die elektromotorischen Kräfte; von E. Edlund	420
V. Elektromagnetische Eigenschaften ungeschlossener elektrischer Ströme; von N. Schiller	456
VI. Ueber die Entgegnung des Hrn. Schlösser und die angebliche Vorzüglichkeit des Ebonits für die Scheiben von Influenzmaschinen; von W. Holtz	473
VII. Bemerkung über die in der galvanischen Kette stattfindende Vertheilung des positiven Metalles an zwei Säuren; von F. Fuchs	486
VIII. Ueber Bewegungserscheinungen an elektrisirten Quecksilberoberflächen; von H. Herwig	489
IX. Ueber das galvanische Verhalten des Goldes und eine neue Art Nobili'scher Ringe; von J. Schiel	493
(Geschlossen am 2. November 1876.)	

Viertes Stück.

I. Die auf dem Wasserstrahl schwebende Kugel; von E. Hagenbach	497
II. Ueber Fluorescenz; von E. Lommel	514
III. Elektromagnetische Eigenschaften ungeschlossener elektrischer Ströme; von N. Schiller (Schluss)	537
IV. Der Thermomultiplicator als eine meteorologische Geräthschaft; von H. Buff	553
V. Notiz über die Temperatur der Elektroden im Inductionsfunken; von H. Herwig	565
VI. Ueber eine Analogie des Chromoxyds mit den Oxyden der Ceritmetalle; von A. Wernicke	572
VII. Zur Theorie der Condensatoren; von H. Aron	587

	Seite
VIII. Ueber das Verhältniß der Quercontraction zur Längendilatation bei Kautschuk; von W. Röntgen	601
IX. Ueber den Einfluß des Eosins auf die photographische Wirkung des Sonnenspectrums auf das Silberbromid und Silberbromjodid; von J. Waterhouse	616
X. Ueber die Wirkung des Lichts auf das Selen; von W. G. Adams	621
XI. Ueber die Wirkung des Lichts auf Tellur und Selen; von Demselben	629
XII. Studien über Diffraction, geometrische Methode zur Discussion der Diffractionsprobleme; von A. Cornu	632
XIII. Ueber elektrische Figuren in festen Isolatoren; von W. Holtz	638
XIV. Ueber die beim Evacuiren eines gegebenen Raumes zu leistende Arbeit; von F. Koláček	643
XV. Ueber die physikalischen Eigenschaften des Galliums; von Lecoq de Boisbaudran	649
XVI. Berichtigung; von F. Zöllner	650
XVII. Radiometrische Notiz; von A. Schuster	651
XVIII. Thallen, dessen Quellen, und Historisches betreffend dessen Entdeckung; von Henry Morton	653
XIX. Beiträge zur Geschichte der Naturwissenschaften bei den Arabern; von Eilhard Wiedemann	656
XX. Daniel Bernoulli's Gastheorie, eine historische Notiz; von Berthold	659
XXI. Ueber die Photographie der Töne, eine Entgegnung; von H. W. Vogel	661
XXII. Ueber Hrn. Sonreck's Theorie der Schwingungs-Erregung und der Bewegung der Luftsäule in offenen und gedeckten Pfeifen; von Alexander J. Ellis	664
XXIII. Bemerkung zur vorstehenden Mittheilung des Hrn. Ellis; von F. W. Sonreck	666
XXIV. Ueber den Einfluß der Schallschwingungen auf das Radiometer; von Hrn. Jeannel	667

(Geschlossen am 16. Dezember 1876.)

Nachweis zu den Figurentafeln.

Taf. I. — Sprung, Fig. 1, S. 21; Fig. 2 und 3, S. 22; Fig. 4, S. 28;
Fig. 4 und 5, S. 28.

Taf. II. — Ettingshausen, Fig. 1, S. 51; Fig. 2, S. 53; Fig. 3, S. 54.
— Melde, Fig. 4, S. 234; Fig. 5, S. 295; Fig. 6, 7 und 8, S. 285.

Taf. III. — Siemens, Fig. 1, S. 121; Fig. 2, S. 121; Fig. 3, S. 132;
Fig. 4, S. 138.

Taf. IV. — Braun, Fig. 1, S. 329; Fig. 2, S. 351; Fig. 3, S. 369. —
Warburg, Fig. 4, S. 404. — Schiller, Fig. 5, S. 464; Fig. 6,
S. 542.

Taf. V. — Kohlrausch, Fig. 1, S. 245 und 259; Fig. 2, S. 264;
Fig. 3, S. 265.

Taf. VI. — Hagenbach, Fig. 1, S. 493; Fig. 2a und 2b, S. 299;
Fig. 3, S. 500; Fig. 4, S. 503.

Taf. VII. — Lommel, Fig. 1, S. 529; Fig. 2, S. 530; Fig. 3, S. 531;
Fig. 4, S. 532; Fig. 5 und 6, S. 533; Fig. 7, S. 534; Fig. 8, S. 535.
— Waterhouse, Fig. 9, S. 616 (Sonnenspectrum); Fig. 10 und 11,
S. 617; Fig. 12, S. 618 (Absorptionsspectrum bestrichen mit Brom-
jod-Collodium); Fig. 13, S. 619; Fig. 14, S. 619; Fig. 15 u. Fig. 16,
S. 620.

Berichtigungen

zum Aufsatz von W. Wernicke, Bd. 159.

Durch Versehen des Xylographen ist die Fig. 1, S. 213 in verkehrte Lage gebracht. Das *rechte* Ende muß *links*, das linke rechts liegen, Man verbessert indess diesen Fehler leicht, wenn man sich auch die beiden Zahlenreihen, über und unter der Figur, ebenfalls umgekehrt vorstellt, also von der Rechten zur Linken gezählt denkt. — Fig. 2 ist richtig.

Zum Aufsatz von Vogel und Lohse, Bd. 159.

S. 300 Z. 2 v. o. lies: Und reichen *nicht* weiter als man sehen kann, statt: Und reichen weiter als man sehen kann.

Zum Aufsatz von E. Mach, Bd. 159.

S. 330 Z. 6 v. u. lies: Luftwellenschlieren statt: Lichtwellenschlieren

S. 331 Z. 3 v. u. lies: würde statt: wurde.

Zum Aufsatz von E. Edlund, Bd. 159.

S. 431 Z. 2 v. o. lies: chemische Wärme statt: Wärme.

S. 431 Z. 8 v. u. lies: statu statt: status.

S. 437 Z. 19 v. o. lies: nicht mehr statt: mehr.

S. 441 Z. 1 v. o. lies: — statt: =.

S. 444 Z. 8 v. u. lies: zweiten Schleiffeder statt: Schleiffeder.

S. 446 Z. 2 v. o. lies: 16 statt: 15.

S. 446 Z. 8 v. o. lies: Röhre statt: Richtung.

S. 446 Z. 12 v. o. lies: Kraft statt: Kette.

S. 449 Z. 3 v. u. lies: ein Körper statt: im Körper.

S. 449 Z. 1 v. u. lies: ausübt statt: des Körpers ausübt.

S. 450 Z. 1 v. o. lies: der Moleküle des Körpers statt: des Körpers.

S. 451 Z. 4 v. o. lies: eine statt: einen Zusatz seiner.

S. 452 Z. 9 v. o. lies: ganze statt: Zuwachs der ganzen.

DER PHYSIK UND CHEMIE.

BAND CLIX.

I. *Experimentelle Untersuchungen über die Flüssigkeitsreibung bei Salzlösungen;*
von Adolf Sprung.

Ueber die Ausflusgeschwindigkeiten des Wassers und anderer Flüssigkeiten durch Capillarröhren liegt bereits eine Reihe von Untersuchungen vor. So erkannte Girard¹⁾ bei Versuchen mit verschiedenen Flüssigkeiten, z. B. mit Wasser, einigen Salzlösungen, Alkohol, Aether, Terpentinöl, Quecksilber usw. die Proportionalität zwischen Ausflusgeschwindigkeit und Druckhöhe und fand, daß Salpeter die Ausflusgeschwindigkeit des Wassers bei niedriger Temperatur vergrößert, bei höherer Temperatur verringert. Poiseuille bestätigte das Gesetz der Druckhöhen und ermittelte außerdem, daß die Ausflusgeschwindigkeit des Wassers (und des Aethers) der Länge des Capillarrohres umgekehrt, der 4. Potenz der Weite desselben direct proportional ist²⁾. Er untersuchte ferner Gemische von Alkohol und Wasser und eine Reihe von ziemlich stark verdünnten Salzlösungen³⁾, namentlich um den Einfluß der gelösten Salze auf die Geschwindigkeit des Blutes im Gefäßsystem kennen zu lernen. Auffallend ist, daß Poiseuille diese Versuche nicht bei der Körpertemperatur ausführte, sondern bei etwa 10° C.; wir werden sehen, daß in Folge dessen der beabsichtigte Zweck nur unvollkommen

1) Girard, *Mém. de l'acad. royale de l'Institut de France, Année 1816.*

2) Poiseuille, *Annales de chim. et phys. Sér. 3, VII.*

3) *Annales de chim. et phys. Sér. 3, XXI.*

erreicht wurde. Hagen ¹⁾ studirte besonders den Einfluß der Temperatur auf die Ausflußgeschwindigkeit des Wassers. Graham ²⁾ untersuchte bei 20° C. Gemische von Säuren mit Wasser und beobachtete Minima der Ausflußgeschwindigkeiten, die mit bestimmten Aequivalentverhältnissen zusammenfielen. In neuester Zeit wurden von Hrn. Rellstab ³⁾ verschiedene flüssige organische Verbindungen studirt. Endlich hat Hr. Hübener ⁴⁾ die Ausflußzeiten von Salzlösungen desselben specifischen Gewichtes bei Temperaturen zwischen 16°,7 und 20° Réaum. bestimmt.

Es fehlt somit an Versuchen mit Salzlösungen, bei denen gleichzeitig Temperatur und Concentration zwischen weiten Gränzen variiren; aus diesem Grunde wurde die vorliegende Arbeit unternommen.

Die Versuche über die Ausflußgeschwindigkeit durch Capillarröhren von kreisförmigem Querschnitt haben eine feste theoretische Grundlage gewonnen, seit Hr. Hagenbach ⁵⁾ gezeigt hat, wie aus den Resultaten derselben die Zähigkeit oder der Reibungswiderstand der Flüssigkeiten bestimmt werden kann.

Bezeichnet man nämlich mit

- P das Gewicht der Volumeneinheit Wasser;
 - n die Anzahl der Molecüle, welche bei der zu untersuchenden Flüssigkeit auf der Längeneinheit liegen;
 - t die Ausflußzeit eines bestimmten Volumens W ;
 - r den Radius
 - l die Länge
- } des Capillarrohres;
- H'' die Widerstandshöhe, d. h. denjenigen Theil des in

1) Hagen, Ueber den Einfluß der Temperatur auf die Bewegung des Wassers in Röhren; Abhandl. der Königl. Acad. der Wissensch. zu Berlin, 1854.

2) Graham, *On Liquid Transpiration etc.*; *Philosoph. mag. and Journal of Science* IV. ser., 24.

3) Ueber Transpirat. homol. Flüssigkeiten; Inaugural-Diss. Bonn 1868.

4) Pogg. Ann. Bd. 150, S. 248.

5) Hagenbach, Ueber die Bestimmung der Zähigkeit einer Flüssigkeit durch den Ausfluß aus Röhren; Pogg. Ann. Bd. CIX, S. 358.

der Höhe einer *Wassersäule* gemessenen Druckes H'), welcher zur Ueberwindung des Reibungswiderstandes dient; mit

k diejenige Kraft, welche erforderlich ist, um eine Flüssigkeitsschicht von der Dicke eines Molecüles und der Einheit der Oberfläche mit der Einheit der Geschwindigkeit an einer anderen Schicht zu verschieben, so ist

$$t = \frac{k 8 l W}{n \pi P H^n r^4} \dots \dots \dots (1).$$

Hr. Hagenbach nennt

$$z = \frac{k}{n} \dots \dots \dots (2)$$

die „Zähigkeit“ der Flüssigkeit; darnach ist die Zähigkeit z diejenige Kraft, welche erforderlich ist, um eine Flüssigkeitsschicht von der Dicke eines Molecüles und der Einheit der Oberfläche an einer andern Schicht mit einer solchen Geschwindigkeit zu verschieben, daß sie in Bezug auf die andere in der Secunde um die Entfernung zweier Molecüle vorrückt.

Nach (1) und (2) ergiebt sich zur Berechnung der Zähigkeit die Formel:

$$z = \frac{\pi P H^n r^4}{8 W l} \cdot t \dots \dots \dots (3).$$

Ist der Widerstand im Capillarrohr sehr groß, wird also nahezu die ganze Druckhöhe H auf Ueberwindung desselben verwendet, so kann man ohne großen Fehler $H = H'$ setzen, und erhält:

$$z = B t \dots \dots \dots (4),$$

wo $B = \frac{\pi P H^4}{8 W l}$ eine von den Dimensionen des Apparates abhängige Constante bezeichnet. Bei Anwendung des gleichen recht langen und engen Capillarrohres und derselben drückenden Wassersäule ist also die Zähigkeit der *Ausflußzeit der Volumeneinheit proportional*.

Ist aber die Substitution $H = H'$ nicht mehr zulässig, so hat man sich zur Ermittlung der Zähigkeit der folgen-

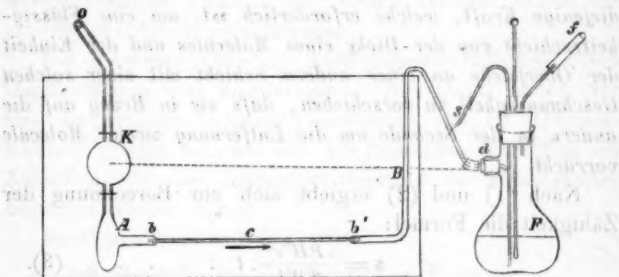
- 1) $H - H' = H'$ ist die „Geschwindigkeitshöhe“, derjenige Theil von H , welcher dient, um der Flüssigkeit die Geschwindigkeit zu theilen.

den von Hrn. Hagenbach entwickelten Formel zu bedienen:

$$z = \frac{\pi P H r^4}{8 W l} t - \frac{s P W}{2^{1/2} \pi g l} \cdot \frac{1}{t} \dots (5).$$

(s ist das specifische Gewicht der Flüssigkeit; $g = 9,809$ Met. die Beschleunigung der Schwerkraft.) Das erste Glied in (5) stimmt mit der rechten Seite von (4) überein.

Meine Versuche führte ich aus auf Anregung des Hrn. Professor Wiedemann und in seinem Laboratorium. Der angewandte Apparat stimmt im Allgemeinen mit demjenigen überein, welchen Hr. Wiedemann in Pogg. Annal. Bd. XCIX, S. 221 beschreibt; es ist etwa noch Folgendes hinzuzufügen.



Die Hohlkugel K , welche das Volumen W faßte, war mit Ansatzröhren versehen, deren Radius $\frac{1}{6}$ von dem der Kugel betrug. Das untere Rohr erweiterte sich in der Biegung zu einer Tasche A , die sich zur Ansammlung kleiner unvermeidlicher Staubtheilchen als nützlich erwies. In die Mündungen b und b' von A und B wurde das Capillarrohr c mittelst mäßig weicher Kautschukröhren eingesetzt. Um eine Correction für die Druckveränderung während eines Versuches zu vermeiden, war das Rohr B außerhalb des Glaskastens genau bis zur Höhe der Kugelmitte herabgeführt. Der letzte Theil von B wurde durch einen Kautschukstöpsel in der Flasche F festgehalten, in welcher die Flüssigkeit sich sammelte, um nach Erwärmung auf die erforderliche Temperatur von Neuem zur

Fällu
deren
sprich
der E
dem
Aend
schüt
schlie
schul
das i
D
rigke
Fern
bürgt
wähn
hegte
so si
erst
heren
Theil
an d
vom
sich
Capil
D
centr
herst
rates
die I
erst
Conc
Z
uhr
beob
M
beme
D

Füllung der Hohlkugel zu dienen. F ist eine Spritzflasche, deren Schnabel s der Umbiegung des Ansatzrohres O entspricht. Legt man s an die innere Wand von O , so wird der Entstehung von Luftblasen wirksam vorgebeugt. Außerdem erfüllt die Flasche F den Zweck, die Salzlösung vor Aenderung der Concentration durch Verdunstung zu schützen. Vor dem Herausblasen der Flüssigkeit verschließt man d und f durch Zusammendrücken der Kautschukröhrchen und vereint durch Schwenken der Flasche das im Halse condensirte Wasser wieder mit der Lösung.

Die einzige, aber auch schwer zu beseitigende Schwierigkeit bei der Ausführung der Versuche besteht in der Fernhaltung der Staubtheilchen; mehrfaches Filtriren verbürgt noch nicht ein sicheres Resultat, und die oben erwähnte Erweiterung A entsprach auch nicht ganz den gehegten Erwartungen. Hat der Apparat einige Zeit geruht, so sind die Ausflußzeiten gewöhnlich größer und nehmen erst bei mehrfacher Wiederholung des Versuches den früheren Werth wieder an. Es wird dies offenbar durch Theilchen veranlaßt, die — das Rohr verengend — sich an die untere Wand gelegt haben, nach und nach aber vom Flüssigkeitsstrom herausgerissen werden. Es empfiehlt sich daher, nach sorgfältiger mechanischer Reinigung des Capillarrohres viele Versuche hintereinander auszuführen.

Die verdünnteren Lösungen könnte man aus den concentrirten durch Vermischen mit gewogenen Mengen Wasser herstellen; um indessen das mühsame Trocknen des Apparates bei jeder neuen Lösung zu umgehen, verdünnte ich die Lösungen nach Gutdünken und begann die Messung erst nach mehrmals wiederholtem Hindurchfließen. Die Concentration wurde nachher durch eine Analyse ermittelt.

Zur Bestimmung der Ausflußzeiten diente eine Secunden-
uhr mit Arretirung, die je 0,94 Secunden anzeigte; die beobachteten Zahlen wurden demgemäß mit 0,94 multiplicirt.

Mit Bezug auf andere Correctionen ist Folgendes zu bemerken.

Die Veränderung der Dimensionen des Apparates durch

Veränderung der Temperatur braucht nicht berücksichtigt zu werden; denn da Hohlkugel und Capillarrohr — beide aus Glas gefertigt — dieselbe Temperatur besitzen, so ändert sich in Gl. (1) nicht nur l proportional mit r , sondern auch W mit r^3 , und $\frac{r^4}{Wl}$ bleibt constant.

Dagegen wurde eine andere Correction nothwendig. Da nämlich die Zähigkeiten der untersuchten Flüssigkeiten innerhalb der weiten Gränzen 1,2169 und 0,0485 lagen, so hätte ein Capillarrohr von so geringem Durchmesser, daß auch für die Flüssigkeiten von geringster Zähigkeit das einfache Hagenbach-Poiseuille'sche Gesetz (4) gültig geblieben wäre, die Versuche zu sehr in die Länge gezogen. Die Zähigkeiten waren also nach der von Hrn. Hagenbach für weitere und kürzere Röhren gegebenen Formel (5) zu berechnen. Anstatt aber diese Berechnung überall streng durchzuführen, wurde eine näherungsweise Correction der beobachteten Ausflußzeiten angewandt. Schreibt man in (5)

$$\frac{PW}{2\sqrt[3]{\pi}gl} = D,$$

und wie in Gleichung (4):

$$\frac{\pi PHr^4}{8Wl} = B,$$

so geht (5) über in:

$$s = Bt - \frac{sD}{t} \quad \dots \quad (6),$$

worin D und B für alle mit demselben Capillarrohr und unter derselben Druckhöhe angestellten Versuche constant sind, so daß die Zähigkeit allein als Function der Ausflußzeit und des specifischen Gewichtes sich darstellt.

Setzt man nun:

$$s = Bt' \quad \dots \quad (7),$$

so ergibt (6):

$$t' = t - \frac{D}{Bt} s \quad \dots \quad (8).$$

Die der Zähigkeit proportionale Zeit ¹⁾ t' erhält man also

- 1) Bei Vergleichung von (7) mit (4) ergibt sich, daß t' diejenige Ausflußzeit bedeutet, welche erhalten werden würde, wenn man die ganze Druckhöhe stets so regulirte, daß die Widerstandshöhe bei allen Versuchen constant $= H$ bliebe.

aus der beobachteten Ausflußzeit t durch Subtraction der kleinen GröÙe $\frac{D}{Bt}$ s. Der einfachste Weg zur Berechnung derselben ergab sich aus Folgendem:

Für Wasser ($s = 1$) geht (8) über in:

$$t' = t - \frac{D}{Bt} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (9).$$

Bezeichnet man $t - t'$ für Wasser mit δ_w ,

für Salzlösungen mit δ_s ,

so folgt aus (8) und (9), *sobald Salzlösung und Wasser gleiche Ausflußzeit besitzen*:

$$\delta_s = s \delta_w \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (10).$$

(Ob diese gleiche Ausflußzeit t derselben oder verschiedenen Temperaturen zugehört, ist gleichgültig.) Hat man nach (9) t' und dadurch auch δ_w für eine hinreichende Anzahl von verschiedenen Temperaturen berechnet, so liefert die Zusammenstellung dieser GröÙen δ_w mit den zugehörigen Ausflußzeiten t des Wassers eine Tabelle, welche nach (10) die bei Salzlösungen erforderlichen Correctionen δ_s leicht zu bestimmen gestattet. Uebrigens ist durchaus nicht erforderlich, hierzu die durch die Versuche gegebenen Ausflußzeiten zu verwenden, wie in der nächstfolgenden Tabelle geschehen, sondern man braucht nur beliebige zweckmäÙig gewählte Zahlen als Ausflußzeiten des Wassers zu betrachten und die zugehörigen Correctionen δ_w zu berechnen.

Die Dimensionen des Apparates, sowie die übrigen, zur Berechnung der Constante B erforderlichen GröÙen sind:

$P = 1000000$ Grm. $r = 0,0002312$ Met. $l = 0,3$ Met.
 $g = 9,809$ Met. $W = 0,0000211525$ Cbm. $H = 1,58$ Met.

Daraus ergibt sich:

$$B = 0,00027938.$$

Zur Beurtheilung der bei meinen Versuchen erreichten Genauigkeit, so wie der GröÙe der Correctionen gebe ich in der folgenden Tabelle

unter τ die beobachteten Ausflußzeiten (Zeit-Intervalle der Uhr),

- unter τ' die Mittel dieser Zahlen,
 „ t die Ausflußzeiten in Secunden ($t = 0,94 \cdot \tau'$),
 „ t' die corrigirten Ausflußzeiten (Gl. 9),
 „ δ_w die Differ. $t - t'$, und unter z die Zähigkeiten.

Wasser (Tab. I).

T	τ , die einzelnen Beobachtungen							τ'	t	t'	δ_w	z
0°	689,5	692,5	690,5					691,9	650,45	649,2	1,25	0,18136
5	588	590	587	587	588	588		588,05	552,72	551,3	1,45	0,15400
10	507,5	506,5	508	505	508	506,5	508	507,1	476,7	475,0	1,70	0,13271
15	444	443	442	442,5	443			442,9	416,45	414,5	1,95	0,11580
20	392	391	392	391	391			391,3	367,81	365,0	2,21	0,10214
25	353	351	351	350,5	350			351,1	330,06	327,6	2,46	0,09150
30	315	314	315,5	314,5				314,7	295,8	293,05	2,75	0,08186
35	286	286	284,5	284	284			284,7	267,6	264,6	3,00	0,07392
40	260	259,5	259	260				259,7	244,07	240,75	3,32	0,06725
45	238,5	238,3						238,4	224,11	220,50	3,61	0,06160
50	220	220	219	220,7				219,9	206,7	202,8	3,93	0,05667

Die größte Differenz unter den einzelnen Beobachtungen τ findet sich bei 25° und beträgt 0,86 Proc.; die nächstgrößte bei 35° beträgt 0,70 Proc.; erheblich geringer sind die übrigen Abweichungen. In der That zeigt die graphische Darstellung der Zähigkeit des Wassers Taf. I, Fig. 1 u. 2 keinerlei Unregelmäßigkeiten, und die Curve verläuft regelmässiger, als die den Beobachtungen von Graham und Rellstab entsprechende; es hat dieses wohl seinen Grund darin, daß alle Druck- und Temperaturänderungen während der Versuche sorgfältig vermieden wurden.

Daß ein Zähigkeitsmaximum des Wassers bei 4° nicht existirt, bestätigen auch meine Versuche.

Die folgenden Tabellen enthalten die beobachteten Ausflußzeiten t und die corrigirten Ausflußzeiten t' für eine Reihe von Salzlösungen. Aus den Zahlen t' erhält man nach Formel (7) die Zähigkeiten z einfach durch Multiplication mit $B = 0,00027938$. Die Angabe der Concentration bezieht sich immer auf wasserfreies Salz (Gewichtsmenge des Salzes in 100 Gewichtstheilen der Lösung). Die Bestimmung der specifischen Gewichte geschah bei

der Zimmertemperatur und diente hauptsächlich der Analyse zur Kontrolle; die größten Abweichungen von den von Hrn. Gerlach und Hrn. Kremer ausgeführten Bestimmungen¹⁾ zeigen sich beim Bromkalium und betragen 5 Einheiten der 3. Decimale.

Chlorammonium (Tab. II).

T	Wasser		3,67 Proc. s = 1,011		8,671 Proc. s = 1,027		15,678 Proc. s = 1,047		23,37 Proc. s = 1,068	
	t	t'	t	t'	t	t'	t	t'	t	t'
18136										
15400										
13271										
11580										
10214										
09150										
08186										
07392										
06725										
06160										
05667										
0	650,4	649,2	615,0	613,8	584,2	582,9	555,6	554,2	540,9	539,4
5	552,7	551,3	533,4	532,0	512,0	510,4	494,2	492,6	489,5	487,9
10	476,7	475,0	465,6	463,9	450,2	448,4	438,7	436,9	439,7	437,9
15	416,4	414,5			397,7	395,7	396,4	394,5	399,4	397,4
20	367,8	365,6	364,0	361,8	357,0	354,8	358,4	356,2	367,4	365,2
25	330,1	327,6			325,8	323,3	327,4	324,9	339,3	336,9
30	295,8	293,0	294,7	292,0	297,0	294,3	302,7	300,1	312,0	309,4
40	244,1	240,7	247,1	244,0	250,9	247,8	255,5	252,4	269,2	266,2
50	206,7	202,8	210,9	207,1	215,6	211,8	224,4	220,8	237,6	234,1
60	178,3	173,7	182,4	178,0	189,3	185,1	197,2	193,1	210,4	206,5

Das Chlorammonium war trocken, rein weiss und vollkommen flüchtig; frei von H_2SO_4 und HNO_3 . Der Salzgehalt der Lösungen wurde durch Abdunsten und Trocknen im Platintiegel bei 100° bestimmt.

Bromammonium.

T	15,97 Proc. s = 1,0954		25,33 Proc. s = 1,1587		36,883 Proc. s = 1,2440	
	t	t'	t	t'	t	t'
0°	541,4	540,9	511,0	509,3	503,3	501,3
5	479,3	477,5	455,2	453,6	451,1	448,9
10	425,9	423,8	409,1	407,0	408,0	405,6
15	381,3	379,0	370,0	367,5	372,0	369,3
20	343,2	340,6	337,5	334,9	342,5	339,5
25	311,3	308,5	308,7	305,7	317,4	314,3
30	284,1	281,0	284,7	281,4	293,5	290,2
40	240,8	237,2	245,2	241,4	255,0	251,1
50	209,3	205,0	213,5	209,1	227,2	222,7
60	184,3	179,6	190,5	185,6	203,7	198,7

Das Bromammonium wurde umkrystallisirt, und liefs

1) Spec. Gew. der gebräuchlichsten Salzlösungen von Dr. Th. Gerlach; Freiberg, 1859.

dann nur noch eine Spur Chlor erkennen. Die Bestimmung des Salzgehalts der Lösungen geschah durch Abdunsten und Trocknen bei 100°.

Salpetersaures Ammon.

	5,975 Proc. <i>s</i> = 1,026		12,19 Proc. <i>s</i> = 1,0528		27,08 Proc. <i>s</i> = 1,1203		37,22 Proc. <i>s</i> = 1,1732		49,83 Proc. <i>s</i> = 1,236	
<i>T</i>	<i>t</i>	<i>t'</i>	<i>t</i>	<i>t'</i>	<i>t</i>	<i>t'</i>	<i>t</i>	<i>t'</i>	<i>t</i>	<i>t'</i>
10°	454,2	452,4	436,6	434,8	437,2	435,2	468,2	466,2	574,5	572,9
20	356,4	354,1	353,9	351,5	360,4	358,0	388,6	386,2	483,5	481,6
30	290,6	287,9	290,1	287,3	312,7	309,8	335,9	333,0	413,6	411,3
40	243,0	239,8	244,5	241,1	262,4	259,1	288,8	285,6	361,0	358,4
50	209,5	205,6	211,5	207,6	230,4	226,5	256,0	252,4	320,8	317,8
60	180,9	176,5	186,7	182,3	207,8	203,5	226,7	222,7	288,8	285,5

Zur Darstellung des salpetersauren Ammons wurde reine Salpetersäure mit chlorfreiem kohlensaurem Ammon gesättigt; nur die zuerst aus dieser Lösung gewonnenen Krystalle wurden benutzt. Die Bestimmung des Salzgehaltes geschah durch Austreiben des Ammoniaks mit Natronlauge und Wägung als Chlorammonium nach dem Trocknen bei 100°.

Chlorkalium.

	10,230 Proc. <i>s</i> = 1,068		22,215 Proc. <i>s</i> = 1,1525	
<i>T</i>	<i>t</i>	<i>t'</i>	<i>t</i>	<i>t'</i>
5°	521,5	519,8	512,1	510,3
10	456,7	454,8	456,9	454,8
15	407,4	405,3	414,5	412,3
20	365,1	362,8	377,0	374,5
25	329,1	326,4	345,1	342,4
30	301,8	299,0	318,4	315,5
40	255,8	252,5	272,1	268,6
50	218,9	215,1	240,2	236,2
60			212,3	208,1

Das Chlorkalium war frei von H_2SO_4 und HNO_3 und färbte die Gasflamme rein violett. Die Concentration der Lösungen wurde durch Abdunsten und mäßiges Glühen bestimmt.

Bromkalium.

T	14,023 Proc. s = 1,109		23,164 Proc. s = 1,1903		34,639 Proc. s = 1,3115	
	t	t'	t	t'	t	t'
5°	502,8	501,1	481,7	479,7	481,3	479,1
10	441,9	439,7	432,2	430,0	435,3	432,9
20	355,9	353,4	351,0	348,2	361,1	358,2
30	294,2	291,3	294,2	290,9	308,7	305,3
40	247,4	243,8	251,5	247,6	286,3	264,4
50	213,2	209,1	220,2	215,7	236,8	232,3
60	187,2	182,6	195,4	190,6	211,7	206,7

Das Bromkalium wurde mehrmals umkrystallisiert; doch war eine Spur Chlor nicht zu entfernen. Durch Abdampfen und mäßiges Glühen wurde der Salzgehalt der Lösungen bestimmt.

Jodkalium.

T	8,419 Proc. s = 1,0661		17,015 Proc. s = 1,1414		33,035 Proc. s = 1,3110		45,98 Proc. s = 1,4862		54,0 Proc. s = 1,6150	
	t	t'	t	t'	t	t'	t	t'	t	t'
5°	517,8	516,1	487,0	485,4	449,4	447,0	456,3	453,6	478,1	475,5
10	452,1	450,2	426,7	424,6	204,5	401,9	412,5	409,7	433,5	430,7
15	401,3	399,2	380,7	378,3	367,0	364,1	377,4	374,3	398,0	394,8
20	357,2	354,8	341,3	338,6	334,0	330,8	345,6	342,1	366,6	363,1
25	318,7	316,0	308,9	306,0	306,8	303,4	319,5	315,6	341,8	338,0
30	289,0	285,8	282,1	279,0	282,6	278,8	297,8	293,7	319,4	315,3
40	241,8	238,3	239,9	236,0	242,0	237,8	262,5	258,0	280,4	275,9
50	207,8	203,7	208,7	204,3	215,4	210,5	234,6	229,6	249,0	244,7
60	181,0	176,4	182,7	177,7	191,3	186,0	209,0	203,3	228,2	222,5

Das Jodkalium war frei von Cl, Br und H_2SO_4 ; da Salzsäure allein keine gelbe Färbung erzeugte, war Jodsäure nicht vorhanden. Am Lichte färbte sich die Lösung schnell gelb, ein Beweis für die Abwesenheit freien Alkalis.

Die quantitative Bestimmung des Gehaltes der Lösungen geschah durch Abdampfen, Trocknen und gelindes Erhitzen.

Salpetersaures Kali.

<i>T</i>	6,816 Proc. <i>s</i> = 1,040		12,19 Proc. <i>s</i> = 1,079		17,60 Proc. <i>s</i> = 1,117	
	<i>t</i>	<i>t'</i>	<i>t</i>	<i>t'</i>	<i>t</i>	<i>t'</i>
10°	461,8	460,0	448,7	446,8	449,2	447,2
20	362,7	360,5	357,4	355,0	364,7	362,3
30	292,8	290,1	293,9	291,0	301,9	298,9
40	245,9	242,6	249,5	246,3	255,8	252,3
50	210,4	206,7	214,2	210,2	220,6	216,5
60	182,8	178,4	188,7	184,3	194,0	189,4

Reiner Salpeter des Handels, trocken und frei von Chlor wurde umkrystallisirt. Der Gehalt der Lösungen wurde durch Abdampfen und Erhitzen bis zur beginnenden Schmelzung bestimmt.

Chlorsaures Kali.

<i>T</i>	3,506 Proc.		5,687 Proc.	
	<i>t</i>	<i>t'</i>	<i>t</i>	<i>t'</i>
10°	467,5	465,8		
20	365,6	363,4		
30	293,0	290,3	295,4	292,7
40	244,6	241,3	242,2	238,9
50	208,6	204,7	208,3	204,4

Das chlorsaure Kali war durch Umkrystallisiren rein dargestellt. Die Bestimmung des Salzgehaltes der Lösung geschah durch Abdampfen und Trocknen bei etwa 100°.

Chlornatrium.

	7,955 Proc. $s = 1,0577$		14,312 Proc. $s = 1,1055$		23,219 Proc. $s = 1,1774$	
T	t	t'	t	t'	t	t'
10°	536,4	534,9	616,5	615,2	834,0	832,8
20	421,0	419,0	485,8	483,9	643,2	641,8
30	340,2	337,8	392,2	390,0	517,6	515,7
40	283,9	281,1	327,2	324,5	426,6	424,3
50	242,2	238,8	278,9	275,7	361,9	359,3
60	210,5	206,6	243,2	239,6	310,7	307,6

Das Chlornatrium war als rein von den HH. Brückner und Lampe bezogen; es erwies sich als frei von Mg und H_2SO_4 . Die Concentration der Lösungen wurde durch Abdunsten, langsames und vollständiges Trocknen im Luftbade und Glühen bestimmt.

Bromnatrium.

	9,775 Proc. $s = 1,0801$		18,579 Proc. $s = 1,1619$		27,266 Proc. $s = 1,2566$	
T	t	t'	t	t'	t	t'
10°	493,3	491,6	539,0	537,2	624,7	623,2
20	391,5	389,3	427,2	425,1	494,4	492,3
30	319,4	316,7	350,8	348,1	403,8	401,4
40	265,8	262,5	292,9	289,8	336,9	333,8
50	227,2	223,3	251,8	248,2	287,9	284,5
60	197,6	193,3	220,3	216,0	251,7	247,8

Das Bromnatrium war durch Umkrystallisiren rein erhalten, bis auf eine Spur Chlor. Gehaltbestimmung wie beim Chlornatrium.

Jodnatrium.

	8,829 Proc. $s = 1,0725$		17,15 Proc. $s = 1,1508$		35,686 Proc. $s = 1,3693$		55,47 Proc. $s = 1,7060$	
T	t	t'	t	t'	t	t'	t	t'
5°			548,9	547,3	638,8	637,3		
10	477,0	475,2	481,5	479,6	560,8	559,0	1023,9	1022,9
15			427,9	425,8	499,5	497,3		
20	374,1	371,8	381,7	379,3	444,9	442,4	783,7	782,0
30	301,9	299,0	311,3	308,4	365,3	362,3	628,6	626,5
40	251,5	248,2	261,5	258,1	308,9	305,5	517,1	514,9
50	214,5	210,4	223,2	219,1	267,9	263,8	438,2	435,2
60	186,6	182,2	195,4	190,7	233,7	228,8	378,2	374,7

Das als rein bezogene Jodnatrium wurde umkrystallisiert. Die quantitative Analyse der Lösungen geschah durch Abdunsten und Trocknen bei etwa 150°.

Salpetersaures Natron.

	7,25 Proc. $s = 1,0515$		12,35 Proc. $s = 1,0888$		18,20 Proc. $s = 1,1324$		31,547 Proc. $s = 1,2445$	
T	t	t'	t	t'	t	t'	t	t'
10°	493,2	491,6	522,4	520,8	566,9	565,4	789,3	787,7
20	386,7	384,6	412,5	410,5	448,8	446,7	615,4	613,6
30	313,0	311,4	334,3	331,6	365,7	363,2	497,4	495,0
40	261,4	258,3	279,4	276,2	304,2	301,3	411,7	408,8
50	223	219,4	238,2	234,4	258,8	255,3	350,6	347,0
60	194,3	190,1	205,2	201,0	231,4	227,5	303,8	299,7

Das salpetersaure Natron war vollkommen farblos und schön krystallisiert; frei von H_2SO_4 und Cl. Die Concentration der Lösungen wurde durch Abdunsten und mäßiges Erhitzen ermittelt.

Chlorsaures Natron.

T	11,50 Proc. s = 1,0815		20,59 Proc. s = 1,1535		33,543 Proc. s = 1,2674	
	t	t'	t	t'	t	t'
10°	513,5	511,8	579,4	577,9	787,3	786,0
20	403,7	401,7	458,0	455,9	612,0	610,4
30	327,5	324,8	371,6	369,1	494,0	492,0
40	274,6	271,4	309,1	306,1	408,7	406,3
50	232,9	229,2	265,9	262,4	347,0	344,2

Das chlorsaure Natron war frei von H_2SO_4 und HCl . Die Bestimmung des Salzgehaltes der Lösungen geschah einmal durch Abdunsten im Porzellantiegel und Trocknen bei etwa 120° ; dann noch durch Glühen und Wägen als $NaCl$; die aus beiden Bestimmungen berechneten Procentgehalte differirten um 0,25 Proc.

Schwefelsaures Natron.

T	3,352 Proc. s = 1,0295		6,626 Proc. s = 1,0611		12,71 Proc. s = 1,1161	
	t	t'	t	t'	t	t'
10°	524,1	522,6	579,5	578,1		
15					649,0	647,7
20	408,7	406,7	451,9	450,0	569,1	567,6
25					507,3	505,7
30	327,2	324,7	364,5	362,3	456,6	454,6
33					428,9	426,8
35					411,1	408,9
40	274,6	271,6	301,6	298,9	373,0	370,6
50			256,1	253,0	315,8	312,9
60			220,8	217,2	270,4	267,1

Käufliches schwefelsaures Natron wurde mehrmals umkrystallisirt, bis es von Chlor frei war; die Gehaltbestimmung geschah durch Abdunsten, Trocknen und mäßiges Glühen.

Auffallender Weise zeigt sich bei 33° keinerlei Unregelmäßigkeit im Verlaufe der Zähigkeitscurven des schwefelsauren Natrons.

Jodnatrium.

	8,829 Proc. $s = 1,0725$		17,15 Proc. $s = 1,1503$		35,686 Proc. $s = 1,3693$		55,47 Proc. $s = 1,7060$	
T	t	t'	t	t'	t	t'	t	t'
5°			548,9	547,3	638,8	637,3		
10	477,0	475,2	481,5	479,6	560,8	559,0	1023,9	1022,9
15			427,9	425,8	499,5	497,3		
20	374,1	371,8	381,7	379,3	444,9	442,4	783,7	782,0
30	301,9	299,0	311,3	308,4	365,3	362,3	628,6	626,5
40	251,5	248,2	261,5	258,1	308,9	305,5	517,1	514,9
50	214,5	210,4	223,2	219,1	267,9	263,8	438,2	435,2
60	186,6	182,2	195,4	190,7	233,7	228,8	378,2	374,7

Das als rein bezogene Jodnatrium wurde umkrystallisiert. Die quantitative Analyse der Lösungen geschah durch Abdunsten und Trocknen bei etwa 150°.

Salpetersaures Natron.

	7,25 Proc. $s = 1,0515$		12,35 Proc. $s = 1,0888$		18,20 Proc. $s = 1,1324$		31,547 Proc. $s = 1,2445$	
T	t	t'	t	t'	t	t'	t	t'
10°	493,2	491,6	522,4	520,8	566,9	565,4	789,3	787,7
20	386,7	384,6	412,5	410,5	448,8	446,7	615,4	613,6
30	313,0	311,4	334,3	331,6	365,7	363,2	497,4	495,0
40	261,4	258,3	279,4	276,2	304,2	301,3	411,7	408,8
50	223	219,4	238,2	234,4	258,8	255,3	350,6	347,0
60	194,3	190,1	205,2	201,0	231,4	227,5	303,8	299,7

Das salpetersaure Natron war vollkommen farblos und schön krystallisiert; frei von H_2SO_4 und Cl. Die Concentration der Lösungen wurde durch Abdunsten und mäßiges Erhitzen ermittelt.

Chlorsaures Natron.

T	11,50 Proc. s = 1,0815		20,59 Proc. s = 1,1535		33,543 Proc. s = 1,2674	
	t	t'	t	t'	t	t'
10°	513,5	511,8	579,4	577,9	787,3	786,0
20	403,7	401,7	458,0	455,9	612,0	610,4
30	327,5	324,8	371,6	369,1	494,0	492,0
40	274,6	271,4	309,1	306,1	408,7	406,3
50	232,9	229,2	265,9	262,4	347,0	344,2

Das chlorsaure Natron war frei von H_2SO_4 und HCl . Die Bestimmung des Salzgehaltes der Lösungen geschah einmal durch Abdunsten im Porzellantiegel und Trocknen bei etwa 120° ; dann noch durch Glühen und Wägen als $NaCl$; die aus beiden Bestimmungen berechneten Procentgehalte differirten um 0,25 Proc.

Schwefelsaures Natron.

T	3,352 Proc. s = 1,0295		6,626 Proc. s = 1,0611		12,71 Proc. s = 1,1161	
	t	t'	t	t'	t	t'
10°	524,1	522,6	579,5	578,1	649,0	647,7
15					569,1	567,6
20	408,7	406,7	451,9	450,0	507,3	505,7
25					456,6	454,6
30	327,2	324,7	364,5	362,3	428,9	426,8
33					411,1	408,9
35					373,0	370,6
40	274,6	271,6	301,6	298,9	315,8	312,9
50			256,1	253,0	270,4	267,1
60			220,8	217,2		

Käufliches schwefelsaures Natron wurde mehrmals umkrystallisirt, bis es von Chlor frei war; die Gehaltbestimmung geschah durch Abdunsten, Trocknen und mäßiges Glühen.

Auffallender Weise zeigt sich bei 33° keinerlei Unregelmäßigkeit im Verlaufe der Zähigkeitscurven des schwefelsauren Natrons.

Schwefelsaures Ammon.

T	8,1 Proc. s = 1,0458		15,94 Proc. s = 1,0930		25,51 Proc. s = 1,1495	
	t	t'	t	t'	t	t'
0°	702,6	701,4	782,4	781,3	965,9	965,0
10	535,4	533,9	611,0	609,6	753,2	752,0
20	421,5	419,5	482,4	480,6	598,3	596,7
30	342,6	340,3	394,9	392,9	488,6	486,5
40	285,0	282,2	330,9	328,2	412,5	410,3
50	243,6	240,2	284,1	281,0	353,8	351,3
60	212,4	208,5	246,9	243,4	311,4	308,4

Käufliches reines schwefelsaures Ammon wurde zwei Mal umkrystallisirt; es war dann vollkommen flüchtig und frei von Chlor.

Die Gehaltbestimmung der Lösungen geschah durch Abdunsten und Trocknen bei 100°; ein Controllversuch ergab einen um 0,01 Proc. differirenden Procentgehalt.

Schwefelsaures Kali.

T	5,173 Proc. s = 1,0414		9,769 Proc. s = 1,0791	
	t	t'	t	t'
10°	504,5	502,9	528,4	526,8
20	392,8	390,7	417,7	415,7
30	318,3	315,7	340,4	337,8
40	267,2	264,2	283,6	280,6
50	226,3	222,7	242,8	239,3
60	196,0	191,9	210,2	206,2

Das schwefelsaure Kali war durch Umkrystallisiren in schönen Krystallen gewonnen; die Gehaltbestimmung geschah durch Abdunsten der Lösung, Trocknen und Glühen des Rückstandes.

Gelbes chromsaures Kali.

	11,93 Proc. $s = 1,1009$		19,61 Proc. $s = 1,1730$		32,78 Proc. $s = 1,3086$	
T	t	t'	t	t'	t	t'
10°	514,8	513,2	555,3	553,7	712,5	711,2
20	408,1	406,0	448,1	446,0	578,7	577,0
30	333,6	330,9	371,5	369,1	481,5	479,3
40	269,5	266,2	313,0	311,3	409,1	406,5
50	241,0	237,4	270,3	267,0	349,3	346,3

Durch Umkrystallisiren von Schwefelsäure befreites rothes chromsaures Kali wurde mit reinem kohlen saurem Kali neutralisirt, und nur die zuerst aus der Lösung sich abscheidenden Krystalle benutzt. Der Salzgehalt wurde durch Abdampfen, Trocknen und Glühen bis zur beginnenden Schmelzung bestimmt.

Chlorlithium.

	7,757 Proc. $s = 1,0453$		13,91 Proc. $s = 1,0815$		26,93 Proc. $s = 1,1624$	
T	t	t'	t	t'	t	t'
10°	625,9	624,6	789,7	788,6	1491,6	1491,0
20	485,0	483,3	614,3	612,9	1143,0	1142,0
30	390,2	388,1	494,9	493,2	925,1	924,0
40	321,0	318,4	408,1	406,0	764,6	763,3
50	270,8	267,8	344,3	341,8	638,8	637,3

Reines kohlen saures Lithium wurde in verdünnte heisse Salzsäure in solcher Menge eingetragen, daß ein kleiner Theil ungelöst blieb. Nach dem Filtriren wurde die Lösung genau mit Salzsäure neutralisirt und zur erforderlichen Concentration eingengt. Die quantitative Analyse geschah durch Bestimmung des Chlors als Chlorsilber.

Chlorbarium.

T	7,605 Proc. s = 1,0714		15,402 Proc. s = 1,1583		24,34 Proc. s = 1,2625	
	t	t'	t	t'	t	t'
10°	507,8	506,1	563,3	561,7	656,3	654,8
20	400,9	398,8	445,7	443,7	525,8	523,9
30	325,0	322,3	366,6	364,1	432,3	430,1
40	272,3	269,1	304,6	301,7	364,2	361,5
50	232,8	229,0	261,2	257,7	313,0	310,0

Das Chlorbarium war schön und groß krystallisiert; nach der Fällung mit H_2SO_4 hinterließ die abfiltrirte Flüssigkeit auf Platinblech keinen Rückstand.

Der Salzgehalt wurde durch Abdunsten und mäßiges Glühen bestimmt.

Chlorstrontium.

T	7,18 Proc. s = 1,0661		12,53 Proc. s = 1,1198		21,45 Proc. s = 1,2194		31,62 Proc. s = 1,3515	
	t	t'	t	t'	t	t'	t	t'
10°	531,8	530,2	589,3	587,9	734,4	733,2	1108,6	1107,5
20	414,7	412,7	465,3	463,4	587,3	585,8	896,8	895,5
30	336,0	333,3	379,3	376,9	479,5	477,5	740,3	738,8
40	281,7	278,5	315,9	313,0	401,4	399,2	616,4	614,7
50	239,9	236,3	270,3	266,9	343,9	341,2	530,0	528,0

Käufliches salpetersaures Strontium wurde getrocknet, fein zerrieben und mit absolutem Alkohol so lange ausgewaschen, bis Schwefelsäure im Filtrat nur noch eine unbedeutende Trübung (von geringen Mengen gelösten Strontiansalzes herrührend) erzeugte. Aus dem so von Kalk befreiten Salze wurde durch Fällung mit reinem kohlen-sauren Ammon kohlen-saurer Strontian, und aus diesem das Chlorstrontium gewonnen.

Die Ermittlung des Salzgehaltes durch Abdampfen, Trocknen und Glühen erwies sich als genau, da das Gewicht des Salzes gleich gefunden wurde, mochte es nach schwachem Glühen und längerem Stehen im Exsiccator oder nach starkem Glühen und bald folgender Wägung bestimmt werden.

Chlorcalcium.

	15,17 Proc. $s = 1,1326$		31,60 Proc. $s = 1,3053$		39,75 Proc. $s = 1,3930$		44,087 Proc. $s = 1,4412$	
T	t	t'	t	t'	t	t'	t	t'
10°	721,8	720,7	1774,3	1773,6	4355,7	4355,5		
20	569,5	568,0	1425,6	1424,8	3214,0	3213,7		
30	465,2	463,2	1151,8	1150,8	2464,0	2463,6	3855,1	3854,9
40	387,7	385,4	954,0	952,9	1945,1	1944,5	2986,0	2985,7
50	329,9	327,1	807,2	806,0	1596,5	1595,8	2361,4	2361,0

Zur Darstellung des Chlorcalciums wurde weißer gewaschener Marmor in reiner Salzsäure gelöst, die heiße Flüssigkeit nach Oxydation etwa vorhandenen Eisens (durch Chlor) mit Kalkwasser alkalisch gemacht, filtrirt und mit Salzsäure neutralisirt.

Zur quantitativen Analyse der Lösungen diente die Bestimmung des Chlorgehaltes.

Schwefelsaure Magnesia.

	4,984 Proc. $s = 1,0498$		9,497 Proc. $s = 1,0988$		14,031 Proc. $s = 1,1504$		19,325 Proc. $s = 1,2116$	
T	t	t'	t	t'	t	t'	t	t'
5°	730,5	729,4	1000,9	1000,0	1437,8	1437,2		
10	626,4	625,1	851,8	850,7	1222,1	1221,3	1965,0	1964,6
20	481,4	479,7	647,8	646,5	911,9	910,9	1440,6	1440,0
25			572,6	571,2			1240,1	1239,3
30	385,7	383,5	506,5	504,8	699,3	698,0	1082,4	1081,5
40	316,8	314,2	416,5	414,4	557,3	556,7	853,9	852,8
50	268,9	265,8	347,1	344,6	464,1	462,0	690,4	689,1
60	230,1	226,5	297,5	294,2	392,3	390,1	574,9	573,4

Möglichst reines Salz des Handels wurde umkrystallisirt, bis es von Chlor frei war; Schwefelwasserstoff-Schwefelammonium erzeugte keine Fällung.

Der Salzgehalt der Lösungen wurde durch Abdampfen, Trocknen und Glühen ermittelt.

Die den Zähigkeiten proportionalen Ausflußzeiten t' wurden in zweifacher Weise graphisch dargestellt, indem als Abscissen einmal die Temperaturen, das andere Mal die Concentrationen benutzt wurden. (Für die Ordinaten (Ausflußzeiten t') der Fig. 6, Taf. I wurde die Einheit halb so groß genommen als bei den übrigen Tafeln.)

Resultate.

A. Einfluß der Temperatur.

Mit Bezug auf den Einfluß der Temperatur auf die Zähigkeit zerfallen die untersuchten Salze in 2 Gruppen:

Gruppe I.

Chlorkalium,	Chlorsaures Kali,
Bromkalium,	Chlorammonium,
Jodkalium,	Bromammonium,
Salpetersaures Kali,	Salpetersaures Ammon.

Gruppe II.

Schwefelsaures Kali.

{ Chlornatrium, Bromnatrium, Jodnatrium,
 { Salpetersaures Natron, chlorsaures Natron, schwefelsaures
 Natron.

Schwefelsaures Ammon.

Chlorbarium, Chlorstrontium, Chlorealcium.

Chlorlithium.

Schwefelsaure Magnesia.

Gruppe I. Die Salze dieser Gruppe zeigen die gemeinsame Eigenschaft, daß ihre Lösungen bei niedrigen Temperaturen schneller, bei höheren Temperaturen langsamer ausfließen als Wasser, während bei den Salzen der zweiten Gruppe die Ausflußzeiten für alle Temperaturen größer sind als diejenigen des Wassers.

Das der Gruppe I eigenthümliche Verhalten wurde — wie schon anfangs erwähnt — bereits von Girard am salpetersauren Kali bemerkt, doch hat derselbe seine Beobachtung nicht so weit ausgedehnt, daß sich die Eigenthümlichkeiten der Erscheinung übersehen ließen. — Am deutlichsten ausgeprägt würde das Jodammonium die-

selben zeigen, wie einige mit diesem Salze angestellten Versuche ergaben; die leichte Zersetzbarkeit und schwierige Reindarstellung des Jodammoniums verhinderten indessen seine genaue Untersuchung. — Es möge daher das Chlorammonium für die folgende Betrachtung als Typus der Gruppe gewählt werden.

Aus der Tabelle II, S. 9, in welcher die Ausflußzeiten des Wassers mit denen von 4 verschieden concentrirten Chlorammonium-Lösungen zusammengestellt sind, geht hervor, daß bei 0° die Zähigkeiten dieser Lösungen geringer, bei 40°, 50°, 60° größer sind, als diejenigen des Wassers (und zwar nehmen bei 0° die Zähigkeiten bis zur stärksten Concentration mit wachsendem Salzgehalt ab, während sie bei 40°, 50° und 60° in derselben Reihenfolge zunehmen). Wir können also sagen:

1) *Bei niedrigen Temperaturen vermindert, bei höheren Temperaturen vergrößert das Chlorammonium die Zähigkeit des Wassers; und zwar beides in um so höherem Grade, als die Lösung concentrirter ist.*

Dem entsprechend liegt in Fig. 1, Taf. I ein Theil der Curve einer jeden Chlorammonium-Lösung, und zwar der den niederen Temperaturen entsprechende unterhalb, der andere oberhalb der Curve des Wassers.

Für jede Concentration giebt es also eine Temperatur, bei welcher dieselbe mit Wasser gleiche Zähigkeit besitzt: in Fig. 1, Taf. I wird die Curve des Wassers von allen, dem Chlorammonium zugehörigen Curven geschnitten. Diese Temperatur variirt mit der Concentration der Lösung:

2) *Die Temperatur, bei welcher Wasser und Salzlösung gleiche Zähigkeit zeigen, liegt um so höher, je geringer die Concentration der Lösung ist.*

Demgemäß stellt sich in Fig. 1, Taf. I für die Schnittpunkte der Curve des Wassers mit den Curven des Chlorammoniums eine bestimmte Reihenfolge heraus; bezeichnet man die Lösungen, dem zunehmenden Salzgehalt entsprechend, mit 1, 2, 3, 4 und ebenso die Schnittpunkte ihrer Zähigkeitscurven mit derjenigen des Wassers, so folgen letztere einander von rechts nach links.

In Fig. 3, Taf. I ist die Abhängigkeit der Ausflußzeiten von der Concentration bei derselben Temperatur graphisch dargestellt ¹⁾. — Alle Curven sind nach unten convex; die tiefsten Punkte der Curven (Minima der Zähigkeiten anzeigend) sind bei 0° einerseits, und bei 40° und höheren Temperaturen andererseits die *Endpunkte* der Curven, und zwar bei 0° derjenige Endpunkt, welcher der stärksten, bei 40° derjenige, welcher der geringsten Concentration entspricht. Dagegen fallen die tiefsten Punkte bei allen zwischen 5° und 35° gelegenen Temperaturen nicht mit den Endpunkten zusammen; vielmehr zeigen diese Curven, daß die Salmiaklösungen mit geringster Zähigkeit etwa die folgenden sind:

bei 5° von dem Salzgehalt 22 Proc.

- 10	-	-	-	19	-
- 15	-	-	-	15	-
- 20	-	-	-	11,5	-
- 25	-	-	-	8	-
- 30	-	-	-	3	-

3) *Es fällt somit das Minimum der Zähigkeit auf eine um so geringere Concentration, je höher die Temperatur ist.*

Die übrigen 7 Salze (denen sich auch das Jodammonium anschließt) verhalten sich insofern genau ebenso, wie das Chlorammonium, als auch für sie die Sätze 2) und 3) vollkommen gültig sind. So zeigt z. B. Fig. 2 sehr deutlich, daß die Concentration derjenigen Jodkalium-Lösung, welche mit Wasser gleiche Zähigkeit besitzt, von der Temperatur in derselben Weise abhängt, wie Satz 2) es für Chlorammonium aniebt. — Ebenso gilt für alle Salze, daß bei hoher Temperatur die Zähigkeit ihrer Lösungen mit wachsender Concentration zunimmt. Dagegen erstreckt sich die bei 5° mit wachsendem Salzgehalt zunächst stattfindende Abnahme der Zähigkeit nicht bis auf die stärksten Concentrationen. Der Verlauf der Curven Fig. 2 deutet aber offenbar darauf hin, daß dieses für

1) Man beachte zunächst nur die (in ungebrochenen schwachen Linien ausgeführten) Curven des NH_4Cl .

Jodkalium bei einer nicht sehr weit unter Null Grad gelegenen Temperatur der Fall sein würde.

Und obgleich die stärkste Lösung des salpetersauren Ammons bei 10° sogar noch zäher ist als Wasser, so erlaubt der Gang der Curven auch hier einen ähnlichen Schluß zu ziehen.

Von Graham ist nachgewiesen worden, daß ganz analog wie hier bei Salzlösungen Zähigkeitsminima, so bei Gemischen von Säuren mit Wasser, Maxima der Ausflußzeiten existiren; es fallen diese nach Graham mit bestimmten Aequivalentverhältnissen zusammen und entsprechen den „*constitutional hydrates*“ der Säuren. So kann man z. B. das Gemisch von Salpetersäure mit Wasser, welches am langsamsten ausfließt, als das Hydrat



betrachten. Das Verhalten der Salzlösungen führt zu der Vermuthung, daß die von Graham nur bei 20° gefundenen Maxima ebenfalls einer Verschiebung mit der Temperatur unterliegen, daß also möglicherweise *nicht* eine bestimmte chemische Verbindung das Zähigkeitsmaximum bedingt; ebenso wie die frühere Ansicht: das bei 123° in unveränderlichem Verhältnisse verdampfende Gemisch von Salpetersäure und Wasser sey eine bestimmte Verbindung: $\text{N}_2\text{O}_5 + 4\text{H}_2\text{O}$, dadurch widerlegt wurde, daß man die Abhängigkeit dieses Verhältnisses vom Druck erkannte. Die Bestätigung der ausgesprochenen Vermuthung muß weiteren Versuchen vorbehalten bleiben.

Gruppe II. Die Lösungen der Salze dieser Gruppe unterscheiden sich von den Lösungen der Salze der ersten Gruppe dadurch, daß ihre Zähigkeitscurven nicht die des Wassers schneiden und bei keiner Temperatur unter derselben liegen. (Das Jodnatrium bildet zwischen beiden Gruppen insofern einen Uebergang, als die verdünntesten Lösungen desselben bei 10° und umsomehr bei 0° etwas schneller ausfließen als Wasser.)

Bei den Salzen der ersten Gruppe ergab sich unmittel-

bar, daß die Zähigkeit ihrer Lösungen von der Temperatur in geringerem Maasse beeinflusst wird, als die Zähigkeit des Wassers. Um zu entscheiden, ob dasselbe, oder ein entgegengesetztes Verhalten bei den Salzen der zweiten Gruppe stattfindet, müssen wir den Quotienten

$$q = \frac{z_s}{z_w}$$

bilden (worin z_s die Zähigkeit der Salzlösung, z_w die Zähigkeit des Wassers bedeutet) und untersuchen, ob derselbe mit zunehmender Temperatur zu- oder abnimmt. Im ersten Falle ist der Einfluß der Temperatur geringer, im zweiten größer als beim Wasser. Wie ein Blick auf die Figg. 1 u. 2, Taf. I lehrt, zeigt q bei den Salzen der ersten Gruppe mit Erhöhung der Temperatur eine Zunahme.

Für einige Salze der zweiten Gruppe sind die Werthe des Quotienten q in folgender Tabelle enthalten.

		0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°
Ca Cl ₂	{ 15,17 Proc.		1,517	1,553	1,581	1,601	1,613	
	{ 31,6 "		3,734	3,896	3,927	3,958	3,975	
	{ 39,75 "		9,169	8,788	8,408	8,078	7,869	
	{ 44,087 "				13,153	12,403	11,642	
Na Cl	{ 7,955 Proc.		1,126	1,146	1,153	1,168	1,177	1,189
	{ 14,312 "		1,295	1,323	1,331	1,347	1,358	1,379
	{ 23,219 "		1,753	1,755	1,760	1,762	1,772	1,770
(NH ₄) ₂ SO ₄	{ 8,10 Proc.	1,084	1,124	1,147	1,162	1,172	1,184	1,199
	{ 15,94 "	1,204	1,283	1,314	1,340	1,363	1,385	1,401
	{ 25,51 "	1,486	1,583	1,632	1,660	1,704	1,732	1,774
Mg SO ₄	{ 4,984 Proc.		1,316	1,312	1,308	1,305	1,310	1,304
	{ 9,497 "		1,791	1,768	1,723	1,721	1,698	1,692
	{ 14,031 "		2,571	2,491	2,382	2,312	2,278	2,243
	{ 19,325 "		4,135	3,937	3,689	3,542	3,398	3,300
Li Cl	{ 7,757 Proc.		1,315	1,321	1,324	1,322	1,320	
	{ 13,91 "		1,660	1,676	1,683	1,686	1,685	
	{ 26,93 "		3,139	3,123	3,153	3,169	3,142	

Die größten Aenderungen erleidet q bei gewissen Lösungen des Chlorcalciums, der schwefelsauren Magnesia und des schwefelsauren Ammons.

Bezeichnen wir mit Z und A die Zunahme und Abnahme des Quotienten q mit der Temperatur, so stellt die folgende Tabelle übersichtlich diese Größen für alle untersuchten Salze dar; dabei entspricht die erste Verticalcolumnne (I) der verdünntesten, die Columnne mit der höchsten Nummer der concentrirtesten Lösung.

	I	II	III	IV
Chlorcalcium	Z	Z	\underline{A}	\underline{A}
Chlorstrontium	Z	Z	\underline{Z}	\underline{Z}
Chlorbarium	Z	Z	Z	
Chlornatrium	Z	Z	Z	
Bromnatrium	Z	Z	Z	
Jodnatrium	Z	Z	Z	\underline{A}
Chlorsaures Natron	Z	Z	Z	
Salpetersaures Natron	Z	Z	Z	Z
Schwefelsaures Natron	Z	Z	\underline{A}	
Schwefelsaures Kali	Z	Z		
Schwefelsaures Ammon	Z	Z	Z	
Schwefelsaure Magnesia	\underline{A}	\underline{A}	\underline{A}	\underline{A}
Chlorlithium	?	?	?	
Gruppe I	Z	Z	Z	Z

Die Temperaturerhöhung übt demnach auf die Lösungen der meisten von den untersuchten Salzen einen geringeren Einfluss aus, als auf das Wasser.

Die schwefelsaure Magnesia weicht dadurch von allen übrigen ab, daß auch noch bei der verdünntesten Lösung der Quotient q mit der Temperaturerhöhung eine geringe Abnahme zeigt.

Bemerkenswerth ist der mit steigendem Salzgehalt in den Lösungen des Ca Cl_2 , Na J und $\text{Na}_2 \text{SO}_4$ eintretende Wechsel des Einflusses.

Das Chlorlithium zeigt nur sehr geringe Aenderungen des Quotienten q ; im Allgemeinen scheint bis 30° eine

schwache Zunahme, dann zwischen 40° und 50° wieder eine Abnahme stattzufinden.

Gerlach ¹⁾ giebt über die Ausdehnung der Salzlösungen durch Wärme eine graphische Darstellung, aus welcher hervorgeht, daß bei 0° genommene gleiche Volumina der verschiedenen Chlorlithium-Lösungen bei 30° am meisten von einander abweichen, bei etwa 60° hingegen wieder sämtlich nahezu gleich werden; der Quotient aus den Dichtigkeiten der Salzlösung und des Wassers:

$$\frac{d_s}{d_w}$$

nimmt von 0° bis 30° ab, um dann wieder zu wachsen, bis er bei 60° den ursprünglichen Werth erreicht. Daraus ergibt sich aber, daß der Einfluß der Temperaturerhöhung auf die Dichtigkeit, den Einfluß derselben auf die Zähigkeit *nicht* erklärt; denn einer Zunahme des Quotienten

$q = \frac{z_s}{z_w}$ geht eine Abnahme des Quotienten $\frac{d_s}{d_w}$ parallel, während man doch offenbar das Gegenteil erwarten müßte. Auch entspricht das auffallende Verhalten der 3 Salze: Ca Cl_2 , Na J und $\text{Na}_2 \text{SO}_4$ durchaus nicht der von Gerlach gegebenen Tafel der Dichtigkeitsänderungen.

Es ergibt sich also auch hier, daß die Ausdehnung durch die Wärme zur Erklärung der mit steigender Temperatur so bedeutend abnehmenden Zähigkeit ganz unzureichend ist.

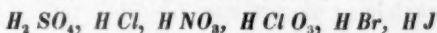
B. Einfluß der chemischen Zusammensetzung.

Haben wir vorher den Einfluß der Temperatur auf ein und dieselbe Lösung betrachtet, so vergleichen wir jetzt die Zähigkeiten von Lösungen verschiedener Salze bei derselben Temperatur. Die Betrachtung und Vergleichung der Figg. 3, 4, 5 und 6, Taf. I und der bei den übrigen Salzen erhaltenen Resultate (die hier nicht graphisch dargestellt sind) ergibt im Wesentlichen folgende drei

1) Spec. Gew. der gebräuchlichsten Salzlösungen, von Dr. G. Th. Gerlach, Freiberg, 1859.

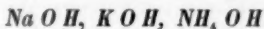
Sätze, denen sich auch einzelne von den HHrn. Poiseuille und Hübener erzielte Resultate unterordnen. (Als *gleichconcentrirte* Lösungen bezeichne ich solche, die gleiche Gewichtsmengen Salz in gleichen Gewichtstheilen der Lösungen enthalten.)

1. *Die gleichconcentrirten Lösungen der Salze, welche die Basen: Kali Natron und Ammon mit den Säuren:*



bilden, folgen hinsichtlich ihrer Zähigkeit der Ordnung der vorstehenden Säuren, so zwar, daß den Sulfaten die größte, den Jodiden die geringste Zähigkeit zukommt.

2. *Von den gleichconcentrirten Lösungen, der Salze, welche die Säuren: HCl, HNO₃, HClO₃, HBr, HJ mit den Basen:*



bilden, kommt den Natronsalzen die größte, den Ammonsalzen die geringste Zähigkeit zu; die Zähigkeiten der Kalisalze sind um ein Geringes größer, als die der Ammonsalze.

Der erste dieser beiden Sätze gilt auch noch für die einzige zweibasische unter den Säuren, die Schwefelsäure, während es bei dem zweiten nicht mehr der Fall ist, indem eine Lösung von schwefelsaurem Ammon etwas langsamer ausfließt, als eine ebenso concentrirte Lösung von schwefelsaurem Kali. Ob vielleicht die Lösungen der Salze ein- und mehrbasischer Säuren sich ihrer Zähigkeit nach in ähnlicher Weise ordnen, wie es bei den einbasischen Säuren der Fall ist, muß den Gegenstand einer besonderen Untersuchung bilden.

3. *Vergleicht man die Ausflußzeiten gleich concentrirter Lösungen von durchaus gleich constituirten Salzen, so ergibt sich, daß bei allen Temperaturen die Zähigkeit der Salzlösung um so größer ist, je kleiner — bei derselben Basis — das Moleculargewicht der Säure, oder je kleiner — bei derselben Säure — das Moleculargewicht der Basis ist.*

Die Richtigkeit dieses Satzes ist durch die beschriebenen Versuche für folgende Gruppen erwiesen:

Jodkalium, Bromkalium, Chlorkalium.

Jodnatrium, Bromnatrium, Chlornatrium.

(Jodammonium), Bromammonium, Chlorammonium,

Chlorsaures Kali, salpetersaures Kali.

Chlorsaures Natron, salpetersaures Natron.

Gelbes chromsaures Kali, schwefelsaures Kali.

Chlorkalium, Chlornatrium, Chlorlithium.

Chlorbarium, Chlorstrontium, Chlorcalcium.

(In jeder Horizontalreihe nimmt die Zähigkeit von links nach rechts zu, die GröÙe der Moleculargewichte ab.)

Man erkennt z. B. deutlich in den Figg. 4 und 5, Taf. I, daß die Curven des chromsauren Kalis (Moleculargew. 155,5) ganz unterhalb denen des schwefelsauren Kalis (Moleculargew. 135); die des chlorsauren Natrons (Moleculargew. 106,5) unterhalb denen des salpetersauren Natrons (Moleculargew. 85) verlaufen; besonders auffallend zeigt ferner die Aufeinanderfolge der Haloidsalze die Richtigkeit des Satzes. Für das Chlorkalium, Chlornatrium und Chlorlithium ergibt sie sich auch aus der nächstfolgenden Tabelle.

An der Gültigkeit des Satzes, soweit er sich eben auf gleich constituirte Salze bezieht, ist hiernach wohl nicht mehr zu zweifeln, zumal Hr. H ü b e n e r für Lösungen (von gleichem specifischen Gew.) der Salze K Cl, Na Cl, Rb Cl dieselbe Beobachtung gemacht hat. Für Salze von nicht gleicher Constitution ist er nicht mehr gültig; wenn auch noch die Curve des salpetersauren Natrons (Moleculargew. 85), zwischen denen des Chlornatriums (58,5) und des Bromnatriums (103) liegt, so weicht doch die Curve des chlorsauren Natrons (106,5) von der des Bromnatriums (103) nicht unerheblich nach oben hin ab, während sie unter ihr, Fig. 5, liegen sollte. Ferner sind auch die Lösungen der Ammonsalze im Allgemeinen weniger zähe als die der Kalisalze, während doch $\text{NH}_4 = 18$, K = 39.

Die Chlorverbindungen der alkalischen Erdmetalle schlieÙen sich nicht an diejenigen der Alkalimetalle an, sogar dann noch nicht, wenn man in denselben die Metalle

als einwerthig, also die Salze als gemäß den Formeln: Ca Cl, Sr Cl, Ba Cl zusammengesetzt betrachtet, wie die folgende Zusammenstellung ergibt:

Salz	Moleculares Gew.	Ausflußzeiten			
		der 10 procentigen Lösung bei		der 20 procentigen Lösung bei	
		10°	50°	10°	50°
Li Cl	42,5	680	291	1056	451
Na Cl	58,5	558	250	737	324
K Cl	74,5	456	215,5	452,5	232,5
Rb Cl	121				
Ca Cl	55,5	608	270	996	412
Sr Cl	79,25	558	251	704	334
Ba Cl	104	522	216	606	283

Es hat z. B. Chlorstrontium nicht eine geringere, sondern eine weit größere Zähigkeit als Chlorkalium; ebenso sind auch die Chlorkalcium-Lösungen erheblich zäher, als die Chlornatrium-Lösungen, obgleich die Moleculargewichte wenig von einander abweichen.

Somit charakterisirt auch die Zähigkeit ihrer Salzlösungen die alkalischen Erdmetalle als eine besondere, von den Chloralkalimetallen deutlich geschiedene Gruppe.

Hr. Hübener giebt in seiner bereits oben erwähnten Arbeit an, daß je nach der Weite des angewandten Rohres das Verhältniß der Ausflußzeiten von Chlorkalium- und Chlornatrium-Lösung sich ändert. Die folgende Tabelle enthält seine Resultate bei Untersuchung der Lösungen von 1,1058 spec. Gewicht.

Nummer des Rohres	I	III	V	II	VI
Weite desselben (Millim.)	1,235	1,1200	0,9800	0,1800	0,1694
Ausflußz. des Na Cl K Cl = 58,3	74,4	74,9	76,8	76,71	80

Uns scheint es, als ob sich aus diesen Zahlen kein derartiger Schluß ziehen ließe, da die Aenderung der Rohr-

weite von $0,98^{\text{mm}}$ auf $0,18^{\text{mm}}$ nur eine Aenderung des Verhältnisses von $\frac{76,9}{58,5}$ in $\frac{76,71}{58,5}$ hervorruft, dagegen eine Aenderung der Weite von $0,18^{\text{mm}}$ in $0,169^{\text{mm}}$ die weit grössere und zwar entgegengesetzte Aenderung von $\frac{76,71}{58,5}$ in $\frac{80}{58,5}$ zur Folge hat.

Außerdem ist zu bemerken, daß die mit den weiten Röhren erhaltenen Ausflußzeiten nicht mehr den Zähigkeiten proportional sind; daß aber eine entsprechende Correction der Zahlen 74,4, 74,9 usw. der letzten Zeile dieselben um so mehr vergrößern würde, je weiter das Rohr ist; es würde also eine Verringerung der Differenzen dieser Zahlen eintreten.

Von Hrn. Hübener ist ferner folgendes Gesetz aufgestellt worden (begründet durch die Zahlen vorstehender Tabelle):

„Die Ausflußzeiten verschiedener Salzlösungen verhalten sich bei einer bestimmten Concentration umgekehrt wie die Aequivalentgewichte“.

Nach Hrn. Hübeners übrigen Angaben verhalten sich aber die Ausflußzeiten der Chlorkalium- und Chlornatriumlösungen:

bei 1,170 spec. Gew. wie	58,5 : 95,99
„ 1,1058 „ „ „	58,5 : 80
„ 1,059 „ „ „	58,5 : 68,5
und offenbar bei 1,000 „ „ „	58,5 : 58,5

Es durchläuft also in dem Verhältniß

$$58,5 : x$$

das x mit wachsender Concentration alle Werthe von 58,5 bis 95,99; demnach kann es nicht überraschen, daß x einmal den Werth 74,5 (Aequivalentgew. des K Cl) annimmt.

Eine ähnliche ganz vereinzelte Uebereinstimmung kann sich auch durch den ungleichen Einfluß der Temperatur auf beide Lösungen ergeben, wie die folgende Tabelle zeigt, welche (nach meinen Versuchen) die Ausflußzeiten der von Hrn. Hübener angewandten Lösungen von 1,1058 spec. Gewicht enthält.

	K Cl 15,8 Proc.	Na Cl 14,3 Proc.	Verhältnisse
T. 10°	451,6	616	58,5 : 79,79
T. 30°	305	391	58,5 : 74,99
T. 50°	224,5	276	58,5 : 71,92

Die Veränderungen der Zähigkeiten mit der Temperatur folgen also beim K Cl und Na Cl ganz verschiedenen Gesetzen.

Anstatt die verschiedenen Lösungen nach ihren Zähigkeiten zu vergleichen, ist es vielleicht zweckmäßiger, die ihnen zugehörige Gröfse k zu untersuchen, welche nach der Definition Seite 3 die *bei gleicher Geschwindigkeit* entwickelten Reibungswiderstände darstellt.

Da $k = n s$

ist und wir die absoluten Werthe von n , d. h. der Anzahl der auf der Längeneinheit vorhandenen Molecüle nicht kennen, so lassen sich für k nur relative Werthe angeben. Um diese zu bestimmen sey:

p der Procentgehalt der Lösung an Salz,

σ das Moleculargewicht des Salzes,

ω das Moleculargewicht des Wassers,

s das specifische Gewicht der Lösung.

Dann ist

$$\left. \begin{array}{l} \frac{sp}{100} \text{ das Gewicht des Salzes} \\ \frac{s(100-p)}{100} \text{ das Gewicht des Wassers} \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{in der Volumenein-} \\ \text{heit Lösung} \end{array}$$

$$\left. \begin{array}{l} M = \frac{\lambda sp}{100\sigma} \text{ die Anzahl der Salzmoecüle} \\ \frac{\lambda s(100-p)}{100\omega} \text{ die Anzahl der Wassermol.} \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{in der Volumen-} \\ \text{einheit.} \end{array}$$

$$N = \frac{\lambda s}{100} \left(\frac{p}{\sigma} + \frac{100-p}{\omega} \right) \text{ die Gesamtanzahl der Molecüle in der Volumeneinheit.}$$

(λ ist ein unbekannter, aber constanter Factor.)

Die Gesamtanzahl der Moleküle auf der Längeneinheit ist alsdann $n = \sqrt[3]{N}$; oder wenn wir, um bequemere Zahlen zu erhalten $\lambda = 100000 \mu^3$ setzen:

$$\text{I. } n = 10 \mu \sqrt[3]{s \left(\frac{p}{\sigma} + \frac{100-p}{\omega} \right)} = 10 \mu \sqrt[3]{s Q}$$

(wenn $Q = \frac{p}{\sigma} + \frac{100-p}{\omega}$ substituiert wird).

Die Anzahl der Salzmoecüle auf der Längeneinheit ist

$$\text{II. } m = \sqrt[3]{M} = 10 \mu \sqrt[3]{\frac{s p}{\sigma}};$$

n^2 und m^2 sind die entsprechenden Größen auf der Flächeneinheit.

Auf diese Weise ergeben sich für einige Salze die folgenden Werthe:

		s	$\frac{1}{\mu^3} N$	$\frac{1}{\mu} n$	$\frac{1}{\mu^2} n^2$	$\frac{1}{\mu^2} m^2$
10 Proc.	Ba Cl ₂	1,09508	5528,1	17,684	312,65	14,047
	Sr Cl ₂	1,09287	5533,1	17,697	312,87	16,814
	Ca Cl ₂	1,08695	5532,5	17,687	312,81	21,245
24 Proc.	Ba Cl ₂	1,25736	5454,2	17,604	309,86	27,612
	Sr Cl ₂	1,24622	5450,4	17,599	309,70	32,899
	Ca Cl ₂	1,22336	5430,0	17,576	308,94	41,208
10 Proc.	K J	1,0781	5455,1	17,563	309,99	16,156
	K Br	1,0752	5466,4	17,616	310,31	20,136
	K Cl	1,0660	5473,0	17,623	310,57	27,356
20 Proc.	K J	1,1700	5341,0	17,480	305,55	27,087
	K Br	1,1595	5348,3	17,488	305,83	33,612
	K Cl	1,1342	5345,3	17,485	305,71	45,259
25 Proc.	K J	1,2185	5261,0	17,392	302,48	32,292
	K Br	1,2055	5276,0	17,409	303,08	40,029
	K Cl	1,1710	5272,2	17,405	302,93	53,649
39,5 Proc.	K J	1,3910	5006,3	17,106	292,65	
	K Br	1,3613	5027,2	17,130	293,45	
10,945 Proc.	K ₂ Cr O ₄	1,0908	5465,2	17,615	310,31	15,566
	K ₂ SO ₄	1,0925	5466,5	17,616	310,26	16,747
10 Proc.	K Cl	1,06580	5471,6	17,621	310,51	
	Na Cl	1,07335	5550,1	17,705	313,47	
	Li Cl	1,0580	5539,1	17,693	313,06	

(Die specifischen Gewichte σ mit 5 Decimalstellen sind von Hrn. Gerlach bei 15° C. ermittelt; Einheit ist das Gewicht des gleichen Volumens Wassers von derselben Temperatur. Die von Kremers angegebenen specifischen Gewichte mit 4 Decimalstellen beziehen sich in derselben Weise auf 19,5° C.)

Aus dieser Tabelle ergibt sich, daß n innerhalb einer Gruppe gleichconstituierter Salze nahezu constant ist; daß wir also das im Satze 3 S. 27 für die Zähigkeit z ausgesprochene Resultat der Versuche unmittelbar auf k , die „Reibung“, übertragen können.

Betrachten wir demnach z. B. die 24 procentigen Lösungen des Ca Cl_2 , Sr Cl_2 und Ba Cl_2 , so stellt sich heraus, daß auf der Flächeneinheit unter sämtlichen 3095 μ^2 Moleculen

bei dem Ca Cl_2	412,08 μ^2	} Salzmoleculé
„ „ Sr Cl_2	328,99 μ^2	
„ „ Ba Cl_2	276,12 μ^2	

sich befinden. Wird nun die Flächeneinheit mit einer für die 3 Salze gleichen Geschwindigkeit an einer andern Schicht derselben Lösung vorübergeführt, so entwickelt sich ein *Widerstand*, der durch die Zähigkeitszahlen angegeben wird, also am größten ist bei derjenigen Lösung, in welcher die größte Anzahl von Wassermoleculen durch Salzmoleculé ersetzt ist. Aehnliches ergibt sich für alle unter Satz 3, S. 27 angegebenen Gruppen.

Einfache numerische Beziehungen der Reibungen k zu den Moleculargewichten der Salze (also eines Bestandtheiles der Lösungen) sind offenbar nicht zu erwarten; eher würde es der Fall seyn mit Bezug auf die Antheile des Salzes allein an der Reibung der Lösung. Diese zu bestimmen ist mir indessen nicht gelungen; die Aufgabe wird besonders durch den Umstand erschwert, daß in Folge der Contraction beim Auflösen der Salze die Entfernung der Moleculé nicht bei allen Concentrationen dieselbe ist.

Außer den obigen Salzen untersuchte ich noch eine (zunächst violette) Lösung von schwefelsaurem Chromoxyd, deren Gehalt an $\{Cr_2(SO_4)_3 + 15H_2O\}$ 25 Proc. betrug; darauf wurde die Lösung zum Sieden erhitzt und die nunmehr grüne Lösung nach dem Erkalten von Neuem dem Versuche unterworfen. Folgende Tabelle enthält die Resultate.

T	Ausflußzeiten			Gr. Vi. 100
	des Wassers	der Chromsulfat-Lösung Violett s = 1,1619	Grün s = 1,1486	
10°	475,0	1373,4	931,0	67,78
20	365,6	1027,4	696,0	67,74
30	293,0	792,1	544,3	68,70
40	240,7	626,0	442,7	70,71
50	202,8	502,0	376,9	75,08

Die Umwandlung der violetten in die grüne Modification war von einer Verringerung des specifischen Gewichtes begleitet; dadurch dürfte sich aber doch wohl nur theilweise die so bedeutende Abnahme der Zähigkeit erklären lassen.

Die letzte Columnne zeigt wieder deutlich, in wie verschiedener Weise die Reibung sonst so ähnlicher Salze von der Temperatur beeinflusst wird. (Dasselbe ergab sich z. B. aus der Tabelle S. 31 für K Cl und Na Cl.)

Um die Abhängigkeit der Reibung von anderen einwirkenden Umständen, etwa von der Masse und gegenseitigen Entfernung der Moleculé kennen zu lernen, wird man sich daher zunächst von dem Einfluß der Temperatur frei zu machen haben; dazu ist aber offenbar das Studium der Salzlösungen wenig geeignet, weil wir es bei ihnen mit sehr verwickelten Verhältnissen zu thun haben.

Zeigt aber schon die Reibung der Salzlösungen viele Gesetzmäßigkeiten, so sind für die Theorie der Flüssig-

keitsreibung wichtige Resultate um so eher von einem gründlichen Studium homogener Liquida zu erwarten. Vielleicht empfehlen sich dazu gleichconstituirte Verbindungen mehr als homologe und isomere Flüssigkeiten. So besitzen z. B. Chlor-, Brom- und Jodäthyl nicht nur gleiche Constitution, sondern auch nahezu gleiches Molecularvolumen (gleiche gegenseitige Entfernung der Molecüle).

Oberflächliche Versuche mit Brom- und Jodäthyl ergaben für die Ausflußzeiten t' und die Reibungen k folgende Werthe:

	s	n	μ	Temp. 0°		Temp. 30°	
				k	t'	k	t'
Jodäthyl	1,946	231,68	156	638,2	275,5	474,8	205,0
Bromäthyl	1,400	234,19	109	439,2	187,5	347,2	148,2

(μ bezeichnet das Moleculargewicht,

s das spezifische Gewicht,

n die Anzahl der Molecüle auf der Längeneinheit.)

Die Reibungen k des

Jodäthyls und Bromäthyls

verhalten sich

bei 0° wie 1,453 : 1

bei 30° wie 1,369 : 1

während 1,431 : 1

das Verhältniß ihrer Moleculargewichte ist. Hiernach wären die Reibungen bei gleicher Moleculargestalt und gleicher gegenseitiger Entfernung der Molecüle nahezu ihren Massen proportional.

Ich behalte mir vor, diese Untersuchungen fortzusetzen.

Bei Ausführung der beschriebenen Untersuchungen hat mein verehrter Lehrer Hr. Hofrath Prof. Dr. Wiedemann mir in freundlichster Weise Rath und Unterweisung zu Theil werden lassen; ich spreche demselben meinen aufrichtigsten innigsten Dank aus!

II. Ueber die Sommerregenzeit Deutschlands; von Dr. Gustav Hellmann.

Die neuesten Untersuchungen ¹⁾ des Hrn. von Bezold über das doppelte Maximum in der Häufigkeit der Gewitter in den Sommermonaten haben mir eine Beobachtung in Erinnerung gebracht, welche ich etwa vor Jahresfrist bei Gelegenheit einer Specialuntersuchung ²⁾ über das Klima Schlesiens machte, damals, aber nicht weiter verfolgte. Ich fand nämlich für die Regenwahrscheinlichkeit in den Monaten Juni, Juli, August für jeden Tag des beigesetzten fünftägigen Zeitraums bei den Schlesischen Stationen Görlitz, Zechen bei Guhrau, und Ratibor folgende Werthe:

		Görlitz	Zechen	Ratibor
Juni	1 — 5	0,40	0,43	0,36
	6 — 10	0,46	0,44	0,27
	11 — 15	0,52	0,49	0,34
	16 — 20	0,46	0,57	0,45
	21 — 25	0,50	0,57	0,43
	26 — 30	0,46	0,51	0,39
Juli	1 — 5	0,50	0,58	0,31
	6 — 10	0,40	0,67	0,32
	11 — 15	0,44	0,43	0,35
	16 — 20	0,40	0,48	0,28
	21 — 25	0,42	0,36	0,31
	26 — 30	0,41	0,56	0,33
August	31 — 4	0,46	0,52	0,37
	5 — 9	0,43	0,58	0,33
	10 — 14	0,42	0,42	0,36
	15 — 19	0,55	0,59	0,40
	20 — 24	0,46	0,56	0,38
	25 — 29	0,40	0,43	0,31

1) Abhandl. der Bayer. Akad., math.-phys. Klasse, Juli 1875.

2) „Der Landwirth“, Schlesische landwirthschaftliche Zeitung, 1875.

Aus allen drei Zahlenreihen erkennt man deutlich das Vorhandenseyn eines zweifachen Maximums der Regenhäufigkeit dieser Orte.

Ich unterliefs damals, wie gesagt, diesen Gegenstand weiter zu untersuchen und bin erst durch eine Notiz in der Oesterreichischen Zeitschrift für Meteorologie über die oben genannte Bezold'sche Arbeit wieder daran erinnert worden. Die Untersuchungen dieses Gelehrten eruiren die Thatsache, daß es ein doppeltes Maximum in der Häufigkeit der Sommergewitter Mitteleuropas gebe, von denen das erstere auf die erste Junihälfte, das zweite, intensiver auf das Ende des Juli falle. Es ist darnach nichts natürlicher, als die Frage aufzuwerfen, ob sich ein ähnliches Verhalten nicht überhaupt bei allen Hydrometeoren kundgebe, zumal nach Prettnner die Hagelfälle in Kärnten und nach Fournet die im Rhonethale eine ebensolche zweifache Periodicität befolgen sollen. Die oben mitgetheilten Werthe einiger Schlesiſchen Stationen scheinen dafür zu sprechen, jedenfalls aber zu einer genaueren Untersuchung des Gegenstandes aufzufordern. Den auf Norddeutschland entfallenden Theil derselben habe ich übernommen und lege die hauptsächlichsten Resultate der Arbeit in dieser Abhandlung nieder.

Für eine solche Untersuchung geeignetes Rohmaterial ist bis jetzt nur sehr selten und meist von vereinzelt Stationen berechnet und publicirt worden; von größeren Beobachtungsnetzen hat meines Wissens nur das norddeutsche solches veröffentlicht in „Preussische Statistik XV, Berlin 1871“, wo für *jeden* Tag der Monate Juni, Juli, August die Summe der Regentage und der mittleren Regenmengen des 23jährigen Zeitraums 1848—1870 für 16 gut vertheilte Stationen gegeben ist. Aus diesen Zahlen habe ich folgende fünftägige und zehntägige Mittel berechnet, die Stationen Zechen, Clausthal und Emden aber, welche nicht gleichzeitige Jahre mit den übrigen umfassen, unterdrückt.

Da bei einem so veränderlichen meteorologischen Ele-

mente, wie der Regen, der Grundsatz: „Vom Allgemeinen zum Speciellen“ durchaus geboten ist, gehe ich auch hier von dem zehntägigen Mittel aus, hierauf zu den fünftägigen und täglichen über.

I. Zehntägige Summen der Regentage der 23 Jahre 1848—1870.

	Juni		Juli		August			
	5—14	12—24	25—4	5—14	15—24	25—3	4—13	15—23
Königsberg	151	164	186	177	166	173	166	172
Stettin	108	121	127	110	114	92	106	110
Hinrichshagen	80	75	88	76	68	69	59	82
Posen	122	135	142	120	107	119	116	125
Ratibor	72	97	86	73	69	77	86	84
Görlitz	110	111	111	101	92	100	98	118
Berlin	108	105	118	90	87	96	93	108
Torgau	99	117	131	115	95	104	100	119
Erfurt	84	87	93	86	77	88	91	91
Heiligenstadt	84	80	104	75	81	74	80	89
Gütersloh	100	113	124	94	99	104	119	115
Cleve	141	157	153	141	149	153	150	160
Trier	101	117	104	98	106	112	101	112
Mittel	104	114	121	106	101	105	105	114

Das Auftreten eines doppelten Maximums in der Anzahl der Regentage erkennt man bei jeder einzelnen Station deutlich; dieselben fallen im Durchschnitt auf die Dekaden 25 Juni — 4 Juli und 14—23 August. Das nur bis Ende August vorhandene Rohmaterial gestattete nicht, noch einige weitere Dekaden hinzuzufügen, welche das zweite Maximum hätten deutlicher hervortreten lassen. Daß es aber wirklich ein solches ist, ergibt sich in schlagender Weise aus den Pentaden, welche zugleich ermöglichen, die Eintrittszeiten der Maxima genauer zu bestimmen.

(Hier folgt die Tabelle.)

II. Fünfjährige Summen der Regentage der 23 Jahre 1848—1870.

	Juni					Juli					August								
	5-9	10-14	15-19	20-24	25-29	30-4	5-9	10-14	15-19	20-24	25-29	30-3	4-8	9-13	14-18	19-23	24-28		
Königsberg	70	81	83	81	90	96	91	86	86	80	85	88	89	77	86	86	89		
Stettin	50	58	62	59	62	65	61	49	59	55	36	56	50	56	56	59	52		
Hinrichshagen	39	41	41	34	35	53	43	33	34	34	31	38	24	35	44	38	37		
Posen	60	62	68	67	72	70	58	62	51	56	57	62	59	57	63	62	60		
Ratibor	33	39	50	47	46	43	34	39	33	36	38	39	40	46	43	41	36		
Görlitz	50	60	55	56	55	56	45	56	43	49	48	52	47	49	61	57	44		
Berlin	47	61	51	54	55	63	51	39	44	43	39	57	44	49	58	47	44		
Torgau	46	53	58	59	61	70	59	56	40	55	50	54	46	54	62	57	46		
Erfurt	39	45	47	40	38	55	46	40	32	45	42	46	47	44	44	47	41		
Heiligenstadt	34	50	40	40	50	54	35	40	40	41	35	39	36	44	48	41	42		
Gütersloh	42	58	54	49	60	64	55	39	47	52	54	50	57	62	61	54	55		
Cleve	65	76	80	77	67	86	77	64	65	84	77	76	72	78	86	74	82		
Trier	42	59	61	56	47	57	52	46	49	57	63	49	51	50	57	55	50		
Mittel	47	57	58	55	56	64	54	49	48	53	50	54	51	54	59	55	52		

Genauer können wir jetzt sagen, daß die Regenhäufigkeit in Norddeutschland Anfangs Juli (30 Juni—4 Juli) ein erstes Maximum und Mitte August (14—18) ein zweites secundäres erreicht.

Die Eintrittszeiten derselben sind so bestimmt gekennzeichnet, daß, wenn man bei den Orten, die mit dem allgemeinen Mittel in Uebereinstimmung stehen, auf die einzelnen Tage der betreffenden Pentaden zurückgeht, man beim ersten Maximum ein Schwanken von drei, beim zweiten eins von zwei Tagen findet. Es tritt nämlich ein das I. Maximum am 30. Juni in Königsberg, Stettin, Heiligenstadt, Gütersloh, am 1. Juli in Hinrichshagen, Berlin, Cleve und am 2. Juli in Torgau, Erfurt, dagegen das II. Maximum am 17. August in Stettin, Hinrichshagen, Görlitz, Torgau, Cleve, am 18. August in Hinrichshagen, Berlin. Für ganz Norddeutschland können demnach als wahrscheinlichste Sommerregentage der 1. Juli und 17. August gelten. Es ist dabei freilich festzuhalten, daß diese Bestimmungen aus den 23jährigen Beobachtungen von 1848 bis 1870 gewonnen sind und daß bei einer längeren Beobachtungsreihe die Eintrittszeiten sich sehr wohl um einen oder auch mehrere Tage verschieben können. Im Sinne der alten Meteorologie würde man diesen Tagen die Namen Loos- oder Lurtage beilegen; es wäre aber falsch, im *einzelnen* Falle von denselben einen entscheidenden Einfluß auf die zukünftige Witterung zu erwarten, wie es Bauernregeln thun, welche eine wirkliche Thatsache zur Grundlage haben, dieselbe aber falsch auslegen. Ich erinnere an die hierhergehörigen

Regnets am Johannistag

Eine nasse Ernte man erwarten mag.

If the first of July it be raing weather.

T' will rain more or lest for som weeks together.

In Norddeutschland hält man den Siebenschläfertag (27 Juni) als entscheidenden Loostag.

Ganz analoge Verhältnisse bieten die Zahlen für die Quantität des gefallenen Regens dar. Da fünftägige Mittel

noch
nur s
noch

Zel

Königs
Stettin
Hinrich
Posen
Ratibor
Görlitz
Berlin
Torgau
Erfurt
Heilige
Gütersl
Cleve
Trier

Mittel

D

etwas
und
vom
wiede
wirkl
S
einzel
aus
Schl

1

2

3

noch zu wenig sicher erscheinen, theile ich im Folgenden nur solche von zehn Tagen mit. Der Niederschlag ist noch in Pariser Linien angegeben.

Zehntägige Summen der Regenmenge der 23 Jahre 1848—1870.

	Juni			Juli		August		
	5—14	15—24	25—4	5—14	15—24	25—3	4—13	14—23
Königsberg	8,42	9,50	9,48	8,25	10,77	8,64	10,34	9,28
Stettin	5,48	10,03	9,06	8,64	6,26	9,06	9,44	11,95
Hinrichshagen	6,51	8,30	7,25	10,61	8,39	8,94	7,15	11,55
Posen	6,84	12,19	13,37	10,16	7,09	10,78	12,78	10,16
Ratibor	7,82	13,00	10,06	11,14	9,97	9,21	12,25	14,94
Görlitz	10,93	13,11	11,25	13,46	9,68	12,30	11,73	14,90
Berlin	10,01	11,37	12,56	11,68	8,67	11,04	7,74	11,10
Torgau	8,58	9,91	8,51	9,06	9,16	12,55	7,44	12,10
Erfurt	7,25	11,75	10,70	11,47	7,73	11,20	8,44	12,23
Heiligenstadt	8,36	10,41	12,43	10,19	8,17	12,63	8,36	9,29
Gütersloh	9,09	12,58	12,54	10,57	10,22	10,06	12,50	11,12
Cleve	9,26	12,00	11,71	9,12	12,45	9,81	12,25	12,89
Trier	11,12	11,61	8,70	7,34	11,48	12,07	10,48	10,62
Mittel	9,20	11,37	10,59	10,13	9,23	10,64	10,07	11,78

Die Eintrittszeit des ersten Maximums hat sich hier etwas verschoben; es fällt auf die Dekade 15—24 Juni und nach den fünftägigen Mitteln genau auf die Pentade vom 14—19 Juni. Aus eben diesen ergibt sich auch wieder, daß die Zahlen der letzten Dekade (14—23 August) wirklich ein Maximum repräsentiren.

Sehen wir von den numerischen Verschiedenheiten der einzelnen Stationen ab, so lassen sich für unseren Zweck aus den soeben mitgetheilten Tabellen zunächst folgende Schlüsse ziehen:

- 1) Es existirt ein doppeltes Maximum in der Regenhäufigkeit als auch Regenmenge der Sommermonate Norddeutschlands.
- 2) Das erste Maximum fällt bei der Regenmenge auf den Anfang der zweiten Junihälfte, bei der Regenfrequenz auf Anfang Juni; das zweite Maximum tritt für beide Mitte August ein.
- 3) Das erstere Maximum ist bei der Regenhäufigkeit das intensivere, bei der Regenmenge das schwächere.

Darnach kann man die oben aufgestellte Hypothese über eine zweifache Periodicität der gesammten Hydro-meteore der Sommermonate für Norddeutschland als erwiesen, zum mindesten als überaus wahrscheinlich gemacht betrachten. Es bleibt uns jetzt nur noch die Aufgabe übrig, dieselbe auf die ihr zu Grunde liegenden Bedingungen zurückzuführen.

Das erste Maximum der Niederschlagsmenge bezeichnet den eigentlichen Beginn von Deutschlands Sommerregenzzeit, den Dove schon öfters mit den Kälterückfällen des Juni in Verbindung gebracht hat. Diese Wärmedepression, obgleich die bedeutendste Anomalie im Verlaufe der thermischen Jahrescurve in Mitteleuropa, ist meines Wissens noch nicht specieller untersucht worden; nur Dove und Jelinck haben darauf aufmerksam gemacht, daß dieselbe weit bestimmter auftritt und in enge Grenzen eingeschlossen ist, als die im vieljährigen Mittel sehr unbedeutenden Kälterecidiven des Mai, denen gleichwohl eine gröfsere Aufmerksamkeit, man möchte sagen, eine Art Cultus zu Theil geworden ist. Ich habe selten eine klimatologische Monographie gelesen, in der nicht den „drei Heiligen“ des Mai eine oder mehrere Seiten gewidmet waren, während man die intensivere Depression im Juni unberücksichtigt liefs. Ohne eine so umfassende Arbeit über diese convexe Einbringung der Temperaturcurve im Juni hier geben zu wollen, wie sie Dove der des Mai hat zu Theil werden lassen, benutze ich doch die Gelegenheit, einige Daten zu publiciren, welche ich schon früher — anläßlich des starken Kälterückfalles im Juni 1874 — gesammelt hatte ¹⁾.

Zur Feststellung des räumlichen und zeitlichen Umfanges sowie der Intensität der in Rede stehenden Anomalie dient am besten eine von Dove ²⁾ gegebene Tafel der

1) Wenn im Folgenden nicht immer die neuesten publicirten Mittel benutzt seyn sollten, so bitte ich dies durch einen augenblicklichen Aufenthalt in Spanien, wo ich nur meine früheren Aufzeichnungen verwerthen kann, zu entschuldigen.

2) Monatsber. der Berl. Akad. Juni 1870.

Diffe
aus
Gra
Die
Anz
nom

Westl
Oestli
Mittel
Württ
Böhm
lan
Ungar
Oester
Tyrol
Schwe
Engla
Niede
Scand
Westl
Nördl
Ural

Differenzen der aufeinanderfolgenden Pentaden des Juni, aus welcher ich folgende Mittelwerthe gezogen habe. Alle Grade beziehen sich aufs hunderttheilige Thermometer. Die neben den Ländern stehenden Zahlen bedeuten die Anzahl der Stationen, aus denen die Gruppenmittel genommen wurden.

	Mai	Juni						
			31—4	5—9	10—14	15—19	20—24	24—29
Westliches Norddeutschland	27	0,69	—0,41	—0,39		0,86	0,19	
Oestliches "	22	1,39	—0,24	—0,53		0,65	—0,14	
Mitteldeutschland	33	0,96	—0,31	—0,77		0,82	0,13	
Württemberg	10	0,30	—0,35	—1,49		1,29	1,00	
Böhmisch-Karpathisches Berg-								
land	20	0,83	—0,40	—0,43		0,49	—0,05	
Ungarn, Siebenbürgen	17	0,34	—0,24	—0,15		0,54	0,19	
Oesterreich südl. d. Donau	36	0,44	—0,11	—0,81		1,09	0,64	
Tyrol	10	0,72	—0,19	—0,95		1,05	1,06	
Schweiz	4	0,39	—0,09	—0,04		0,35	0,60	
England	5	0,26	—0,58	0,26		0,13	0,51	
Niederlande	5	0,45	—0,61	0,03		0,24	0,25	
Scandinavien	4	0,84	—1,12	1,11		0,08	0,22	
Westliches Rußland	5	0,94	—1,24	0,55	—0,09	0,26		
Nördliches Rußland	4	1,71	—0,71	0,52	0,65	0,32		
Ural	3	0,33	—0,64	1,56	0,20	1,34		

Aus dieser Tabelle ergeben sich folgende Schlüsse:

- 1) Die Kälterückfälle im Juni beschränken sich *durchschnittlich* auf das von NW nach SO sich ausdehnende Gebiet Mitteleuropas, dessen Gebiet sind: das westliche Rußland, das untere Donautiefenland, der Balkan, das adriatische Meer, Oberitalien, das Flußgebiet der oberen Rhone und das der Seine, die Nord- und Ostsee.
- 2) Im westlichen Theile dieses Continentalstreifens beginnt die Abkühlung früher als in dem östlichen, im nördlichen früher als im südlichen.
- 3) Die größte Wärmedepression fällt auf den Zeitraum vom 15—19 Juni; die östliche Hälfte weist noch ein secundäres Minimum der Temperatur in der Pentade vom 25—29 Juni auf.
- 4) In der westlichen Hälfte ihres Gebiets treten die Rückfälle am intensivsten auf.

Eine noch deutlichere Einsicht in das successive Fortschreiten der Wärmedepression erlangen wir beim Zurückgehen auf die Pentaden einzelner Stationen, wie etwa in folgender Tafel, wo der Rückgang von der höchsten zur niedrigsten Junipentade angegeben ist und in welcher die den Stationen beigeschriebenen Zahlen die Anzahl der Beobachtungsjahre bedeuten.

5— 9 bis 10—14	Gütersloh ²⁵	—0,60
	Cleve ²⁵	—0,36
	Crefeld ²⁵	—0,34
	Cöln ²⁵	—0,44
	Boppard ²⁵	—0,41
5— 9 bis 15—19	Trier ²⁵	—0,26
	Stettin ²⁵	—0,55
	Berlin ²⁵	—0,61
	Frankfurt a. O. ²⁵	—0,77
	Torgau ²⁵	—0,50
	Dresden ²⁵	—0,71
	Leipzig ²⁵	—0,01
	Erfurt ²⁵	—0,74
	Görlitz ²⁵	—0,66
	Guhrau ²⁵	—0,59
	Breslau ²⁵	—0,78
	Ratibor ²⁵	—0,55
	Prag ²⁰	—1,80
	Brünn ²⁰	—0,79
	Pilsen ¹⁹	—1,54
	Stuttgart ²⁵	—0,81
	Calw ²⁵	—0,55
	München ²⁰	—1,78
	Salzburg ²⁰	—1,52
10—14 bis 15—19	Wien ²⁰	—1,09
	Tröpalach ¹⁵	—0,55
	Obir ¹⁶	—1,49
	Hochobir ¹⁵	—0,83
	Klagenfurt ²⁰	—0,87

10—14 bis 15—19	Trient ³⁰	—0,50
	Agram ⁹	—1,51
	Arad ¹²	—1,55
	Pancsova ¹³	—0,71
	Debreczin ¹⁴	—0,71
15—19 bis 25—29	Memel ¹⁵	—1,12
	Tilsit ²⁵	—0,57
	Königsberg ²⁵	—0,49
	Claufen ²⁵	—0,52
	Posen ²⁶	—0,23
	Lemberg ²⁸	—0,51

Diese Zahlen bestätigen die oben gemachten Schlüsse im Einzelnen und zeigen besonders deutlich die Bewegung der Abkühlung von NW nach SO an. Man erkennt ferner die Abschwächung derselben an der Meeresküste gegenüber dem continental gelegenen Böhmen, Mähren, Ungarn und die in der Höhe gegenüber den tiefer gelegenen Orten. Schließlich habe ich noch aus Tagesmitteln einiger Stationen folgende Tafel gebildet, welche das Fortschreiten der Wärmedepression im Juni von NW nach SO unmittelbar in die Augen fallen läßt.

Emden ³⁰	13—15 Juni	Rückgang	0,15
Gütersloh ²⁶	13—15	" "	0,65
Zwanenburg ³⁰	15—16	" "	0,13
Haarlem ⁴⁴	15—17	" "	0,60
Berlin ¹¹⁰	16—18	" "	0,90
Danzig ⁸¹	17—18	" "	0,75
Posen ²⁷	16—18	" "	0,94
Krakau ⁴⁰	16—18	" "	0,41
Prag ⁴⁰	15—19	" "	1,42
Wien ⁶⁰	13—19	" "	1,27
Triest ³⁰	19—20	" "	1,50

Schneeegränze am

Säntis	19—20	" "	42"
--------	-------	-----	-----

Aus den bisher gegebenen Belegen ergibt sich nun zweifellos, daß es aus NW über Mitteleuropa einbrechende kalte Luftströmungen seyn müssen, welche die Kälterück-

fälle des Juni verursachen. Das Bett desselben ist im Mittel der Theil des Atlantischen Oceans, welcher, mit einer Längsrichtung von NW nach SO, sich zwischen den Britischen Inseln, Scandinavien und Jütland erstreckt und dessen südlichsten Theil wir die Nordsee nennen. An dem Südgestade, dem Gebiete der Rhein-, Ems-, Weser- und Elbemündungen trifft der kalte Luftstrom zuerst auf den Continent und auf diesem in südöstlicher Richtung fortschreitend, ruft er jene Wärmedepression hervor, deren Betrag wir oben bestimmt haben. Seiner Bewegungsrichtung zufolge wird das Bett des Luftstromes allmählich breiter, er selbst aber auch nach Rechts abgelenkt: daher die breite Basis des Gebietes der Wärmeverminderung im Süden (von der oberen Rhone bis zur unteren Donau) und das spätere Eintreten derselben im Südwesten und Nordosten.

Die hier geforderten Nordwestwinde sind nun in der That vorhanden; wir wissen, daß die mittlere Windrichtung des Sommers eine nordwestliche ist, welcher auch das Minimum der thermischen Windrose zugehört. Speciell für Norddeutschland ergibt sich aus der von mir in „Preufs. Statistik XXXIV, Berlin 1875“ gegebenen Region der Winde für 43 Stationen deutlich das Vorherrschen der Nordwestwinde gerade im Juni. Die Ursache ihres zahlreichen Auftretens ist in der gleichzeitigen Vertheilung des Luftdruckes zu suchen und dieser wiederum von dem Verlaufe der Isothermen abhängig.

Im Spätfrühling nämlich beginnt die Temperatur der Luft in den europäisch-asiatischen Steppenländern in Folge der kräftigen Insolation während der länger gewordenen Tage und der sandigen Beschaffenheit der Grundfläche mächtig zu steigen im Verhältniß zu den westlich und nordwestlich davon gelegenen Ländern Westeuropas. Folgende Tafel zeigt deutlich, wie nach Osten vorschreitend die Veränderung der Temperatur vom April zum Mai und vom Mai zum Juni immer größer wird, ja schliesslich förmliche Sprünge zwischen den beiden erstgenannten Monaten eintreten.

	April	Mai	Juni
Cleve	4,0		3,5
Gütersloh	4,4		3,4
Berlin	4,9		4,0
Prag	5,0		4,4
Breslau	5,4		4,0
Posen	5,4		4,3
Krakau	5,5		4,4
Wien	5,5		3,3
Lemberg	6,8		4,3
Calw	6,8		4,0
Lugan	8,2		4,1
Kostrowa	10,2		4,5

Die nothwendige Folge dieser starken Erwärmung der Luft vom April zum Mai ist eine rasch zunehmende Auflockerung der Luftmassen im Osten und Südosten Mitteleuropas, wo sich in Folge dessen den ganzen Sommer hindurch eine Area niedrigen Luftdrucks erhält. Diese wirkt auf die über dem Atlantischen Ocean lagernde kältere Luftschicht mächtig aspirirend und giebt so zu dem Einbrechen der kalten und feuchten Winde aus dem nordwestlichen Quadranten Anlaß. Der Vorgang dieses meist plötzlichen Einfallens der Nordwestwinde hat nun beträchtliche Condensationen von Wasserdampf zur Folge und bezeichnet somit den Beginn von Deutschlands Sommerregenzeit. Daher das erste Maximum in der Regenmenge, welches auf den 15—19 Juni, also die Pentade der Kälterückfälle, trifft. Wie genau die Abnahme der Temperatur mit der Zunahme der Regenquantität von Pentade zu Pentade in Uebereinstimmung steht, zeigen z. B. folgende Orte:

	Juni				
	5—9	10—14	15—19	20—24	25—29
Königsberg	3,58	4,84	5,93	3,57	5,23
Stettin	2,06	3,42	5,29	4,74	4,77
Hinrichshagen	2,93	3,58	4,36	3,94	3,46
Posen	3,70	3,44	6,36	5,83	5,68
Görlitz	5,81	5,12	6,84	6,27	5,20

Wenn beim Beginn der Wärmedepression zum ersten Male der feuchtkalte Nordwester in die überhitzte Luft des Continents hereinbricht, muß natürlich der Condensationsproceß des Wasserdampfes ein viel mächtigerer seyn, als in den darauf folgenden Tagen, wo es sich zum Regnen „einrichtet“, wie das Volk treffend zu sagen pflegt. Darum kann das erste Maximum der Regenfrequenz nicht mit dem der Regenquantität zusammenfallen. Ersteres trifft nach den obigen Ermittlungen auf Ende Juni und das zeigt an, daß es zum Theil dem secundären Kälterückfalle zur selben Zeit seine Entstehung verdankt. Die Luft ist dann wasserdampffärmer, der Niederschlag kann nicht mehr so bedeutend seyn; gleichwohl werden die Tage, an denen es auch nur äußerst wenig geregnet hat, als Regentage notirt. Wir müssen daraus schließen, daß etwas andere Verhältnisse sich ergeben würden, wenn nicht der Regen nach Tagen, sondern nach seiner Dauer in Stunden bekannt wäre. Ohne Zweifel würde alsdann das Maximum der Regenhäufigkeit näher an das der Regenmenge heranrücken.

Am natürlichsten schließt sich an diese Vorgänge auch die Erklärung des doppelten Maximums der Gewitterfrequenz an, welches v. Bezold freilich auf andere Ursachen zurückführen will. Der genannte Physiker ist der Ansicht, daß die zweifache Periodicität in der Häufigkeit unserer Sommergewitter mit der analogen der mediterranischen Subtropenzone im Frühling und Herbst im Zusammenhange stehe und überhaupt nur ein Nachklang des zweifachen Wärmemaximums der Aequatorialzone sey. Mich kann diese Hypothese nicht befriedigen, denn sie erklärt doch eigentlich die Erscheinung nicht; zudem sehe ich nicht recht ein, wie das doppelte Maximum der Luftwärme am Aequator das der Gewitter in Mitteleuropa, Phänomene bewegter Natur, veranlassen kann. Mir scheint vielmehr folgende Erklärung am natürlichsten.

Schon die Uebereinstimmung in den Eintrittszeiten des ersten Maximums der Gewitter und der Kälterückfälle des

Juni
hin.
reich
Niem
dritte
wind
nents

In
der V
zur Z
komm
Lufts
ich d
Berlin
Horiz
abgab
zogen
Aufst
die F
Arbei

Von
am e
vor;
schrie
sten
runge
an de
und i
Laufe
nach
in Ru
mehr
hende

D
welch
gleich
verda

Pog

Juni weist auf einen Zusammenhang beider Erscheinungen hin. Daß die Wärmedepression die Ursache der zahlreichen Gewitter in der zweiten Junihälfte sey, wird wohl Niemand behaupten, sehr wohl aber können beide dieselbe dritte Ursache haben, das Hereinbrechen der Nordwestwinde in die aufgelockerte Luft des europäischen Continents.

In der That, es wird keinem aufmerksamen Beobachter der Witterung in Deutschland entgangen seyn, daß gerade zur Zeit der Kälterückfälle die meisten Gewitter aus NW kommen und dem Ineinanderfallen ungleich temperirter Luftströme ihre Entstehung verdanken. Sehr schön habe ich diese Thatsache im letzten gewitterreichen Sommer in Berlin gesehen, wo Ende Juni die Gewitter meist am NW-Horizont heraufkamen, wenige elektrische Entladungen abgaben und schnell über den Horizont nach SO hinwegzogen: alles Kennzeichen des Gewitters, welches beim Aufeinandertreffen ungleich warmer Winde entsteht und die Form unserer Wintergewitter ist. Die Bezdold'sche Arbeit selbst giebt einige Stützen für diese Erklärung ab. Von allen den gegebenen Reihen tritt das erste Maximum am entscheidendsten in der Rubrik „zündender Blitz“ hervor; es ist aber bekannt, daß die Gewitter der oben beschriebenen Art durch ihre Verwüstungen am verderblichsten werden. Ich erinnere nur an die kolossalen Verheerungen mancher Wintergewitter desselben Ursprungs, die an der Nordseeküste beginnend bis tief nach Ungarn ziehen und in den meisten Ortschaften, die sie in ihrem schnellen Laufe berühren, zündende Blitze abgeben. Sodann tritt nach Bezdold das erste Maximum der Gewitterhäufigkeit in Rußland nur äußerst schwach, im Ural schon gar nicht mehr auf; auch dieser Umstand ist nach dem Vorhergehenden der soeben gegebenen Hypothese günstig.

Das zweite, intensivere Maximum der Gewitterfrequenz, welches auf Ende Juli fällt, erklärt sich leicht aus dem gleichzeitig eintretenden Maximum in Mitteleuropa. Es verdankt seine Entstehung also vorzugsweise Gewittern,

welche durch den dann am kräftigsten auftretenden Courant ascendant hervorgerufen werden. Diese Form der Gewitter ist bei uns die häufigste und darum auch das zweite Maximum das intensivere.

Es erübrigt jetzt nur noch, das zweite Maximum in der Regenhäufigkeit und Regenmenge zu erklären.

Bei dem genaueren Studium der Luftströmungen Deutschlands, wie es die bezügliche Arbeit in „Preufs. Statistik XXXIV“ mit sich brachte, habe ich eingesehen, daß vom Mai bis Juli die Südwestwinde stark zurücktreten und den West- bis Nordwestwinden in Folge der oben geschilderten Verhältnisse den Vorrang einräumen. Erst Ende Juli, Anfang August, wenn die Wärmeunterschiede und damit auch die des Luftdruckes im NW und SO Europas sich etwas ausgeglichen haben, beginnt die Luft wieder mächtiger aus dem südlichen Quadranten zu strömen, wie z. B. folgende Stationen zeigen.

SW.

	Hela	Cöslin	Putbus	Görlitz	Mühl- hausen	Olden- burg	Darm- stadt
Juni	8,2	7,1	6,6	9,3	11,0	11,5	26,2
Juli	8,2	9,6	9,5	9,6	11,0	18,0	27,8
August	11,4	12,6	10,1	11,3	15,1	21,0	31,2

Nachdem also die West- und Nordwestwinde an Zahl erheblich abgenommen, läßt sich der wasserreiche Südweststrom häufiger zu Deutschlands Boden herab und giebt beim Zusammentreffen mit Luftströmen aus dem nördlichen Quadranten und solchen in localer aufsteigender Bewegung, zu zahlreichen Condensationen seines Wasserdampfes Anlaß. So entsteht das zweite Maximum, welches bei der Regenmenge das intensivere seyn muß, da die Quelle jener Luftströmungen, der tropische Hitzgürtel, an Wasserdampf reicher ist, als der nordatlantische Ocean.

Aus den hier mitgetheilten Untersuchungen geht also hervor, daß man in Deutschland, welches bisher in das Gebiet mit einer (Sommer)-Regenzeit gerechnet wurde, von einer zweifachen sprechen kann, wie in den südtropischen

Ländern der Mediterranzone. In dieser sind beide Regenzeiten durch einen überaus trocknen Sommer geschieden, darum ihr doppeltes Auftreten leicht in die Augen fallend; in Deutschland folgen sie schnell aufeinander und heben sich weniger von den vorhergehenden und nachfolgenden Zeiten ab; darum sind sie der bloßen Anschauung entgangen und erst durch genaue Untersuchung sorgfältiger Beobachtungen, welche gleichzeitig 23 Jahre umfassen, constatirt worden ¹⁾.

III. *Beobachtung der Verzögerung im Verlaufe der Inductionsströme mittelst des Stimmgabelapparates; von A. v. Ettingshausen.*

Bei meinen Messungen mit dem stroboskopischen Stimmgabelapparat ²⁾ habe ich bereits darauf hingewiesen, daß derselbe geeignet ist, den Einfluß der Magnetisirung und Entmagnetisirung von Eisenkernen auf den zeitlichen Verlauf der Inductionsströme zu beobachten; im Folgenden theile ich eine Versuchsmethode mit, nach welcher dieser Einfluß in sehr bequemer und augenfälliger Weise nachgewiesen werden kann.

In den Schließungskreis des Stromes einer selbstthätigen, elektromagnetischen Stimmgabel G_1 (Taf. II, Fig. 1) ist eine primäre Drahtspirale D eingeschaltet; die Enden der Inductionsspirale J , welche sich in D befindet, stehen mit

1) Es wäre interessant, wenn die Norddeutschland benachbarten Centralinstitute, denen allein das entsprechende Material zu Gebote steht, untersuchten, ob sich auch in ihrem Beobachtungsnetze die doppelte Regenzeit geltend mache.

2) Diese Ann. Bd. CLVI, 11.

den Elektromagneten E einer zweiten hinreichend nahe gleich gestimmten Gabel G_2 in Verbindung. Beim Schwingen der ersten Gabel entstehen daher im Schließungskreise von J abwechselnd gerichtete Inductionsströme, welche die Elektromagnete der zweiten Gabel umfließen. Ein Stromwender C gestattet außerdem die in J entstehenden Ströme beide umzukehren, so daß die alternirenden Ströme, je nach der Stellung von C , die Elektromagnete E in entgegengesetzter Weise erregen. Die Gabel G_2 ist nun selbst stark magnetisirt, daher werden in Folge der abwechselnd gerichteten Inductionsströme die Zinken dieser Gabel abwechselnd angezogen und abgestoßen.

Da die wechselnde Magnetisirung der Eisenkerne E mit der Periode einer Halbschwingung von G_1 erfolgt, so wird die zweite Gabel G_2 , wenn sie sorgfältig abgestimmt wird, ebenfalls zum Schwingen angeregt werden können. Die Stellung der Elektromagnete E , d. h. ihre Entfernung von den Zinken, ist für die Intensität des Mitschwingens von G_2 von großer Wichtigkeit; es gelingt, wenn man den Gabeln schon nahe gleiche Stimmung ertheilt hat, durch Verstellung der Elektromagnete und kleine Aenderungen in der Stimmung meist bald, die zweite Gabel in kräftige Schwingungen zu versetzen. Die beiden Gabeln sind derart aufgestellt, daß ihre Schwingungsebenen ungefähr zu einander senkrecht stehen, auf ihren Zinken sind ferner kleine Spiegeln s_1 und s_2 befestigt, welche eintretendes Sonnenlicht auf einen Schirm S reflectiren: mit Hülfe der Linse L wird das Bild einer kleinen runden Oeffnung des Heliostaten erzeugt. Da die Gabel G_1 wegen des zur Stromunterbrechung nöthigen Quecksilbernapses n horizontal stehen muß, so wird noch der Spiegel s_3 benutzt, welcher das eintretende Licht nach s_1 reflectirt und das von s_1 zurückkehrende abermals nach s_2 wirft, von wo es durch eine letzte Reflexion nach dem Schirm S gelangt. Sämmtliche Spiegel sind oberflächlich versilbert.

Schwingt die Gabel G_1 und geräth in Folge der Inductionsströme die Gabel G_2 ebenfalls ins Schwingen, wobei

wir
auss
welc
Lage
zeich
weic
Schl
weg
größ
die
Lage
welc
and
den
so e
eine
über
wir
die
Allg
schw
strö
Ken
eine
des
mut
von
Ken

tun
auf
pun
ren
Ric
häl
wol
ent

wir eine bestimmte Stellung I des Commutators C voraussetzen, so zeigt sich auf dem Schirm eine Ellipse, welche bei kräftigem Mitschwingen von G_2 eine bestimmte Lage hat; ich will diese Lage mit A (Taf. II, Fig. 2) bezeichnen. Giebt man nun in die Spirale J einen massiven, weichen Eisenkern, so verändert sich die Ellipse auf dem Schirme; es werden nämlich die Schwingungen der Gabel G_2 wegen der durch das Eisen verstärkten Inductionsströme gröfser, ausserdem aber tritt eine Veränderung ein, indem die Ellipse durch die gerade Linie hindurchgeht und die Lage A' annimmt. Dies zeigt also, dafs die Phasendifferenz, welche die Schwingungen der beiden Gabeln gegen einander haben, eine Aenderung erfahren hat. Macht man den Versuch bei der anderen Stellung des Commutators II, so erhält man, wenn sich in der Spirale kein Eisen befindet, eine Ellipse B , welche durch die gerade Linie in die Lage B' übergeht, sobald der Eisenkern in die Spirale J gebracht wird. Der Uebergang aus der ersten Lage A oder B in die zweite A' bez. B' erfolgt ganz allmählich und ist im Allgemeinen um so schneller, je kräftiger G_2 zum Mitschwingen angeregt wird. Wenn sowohl die Inductionsströme, als der von ihnen erzeugte Magnetismus in den Kernen E momentane Erscheinungen wären, so müfste, wie eine einfache Ueberlegung lehrt, die resultirende Bewegung des Lichtpunktes A und B bei beiden Stellungen des Commutators geradlinig seyn; die elliptische Bewegung rührt von der zeitlichen Verzögerung der Magnetisirung der Kerne E her (s. u.).

Kennt man aufer der Lage der Ellipse noch die Richtungen der beiden sie zusammensetzenden Schwingungen auf dem Schirme, sowie den Sinn, in welchem der Lichtpunkt die Ellipse beschreibt, so läfst sich die Phasendifferenz durch das Einschieben des Eisenkerns ermitteln. Die Richtungen der beiden componirenden Schwingungen erhält man, indem man jede Gabel allein schwingen läfst, wobei geradlinige Schwingungen XX' , YY' (Taf. II, Fig. 2) entstehen. G_1 schwingt allein, wenn Commutator C offen

bleibt, die der Gabel G_2 entsprechende Schwingungsrichtung erhält man, indem man nach kräftigem Zusammenschwingen G_1 rasch dämpft; wenn beide Gabeln ruhen, giebt der Lichtfleck die Mitte der Ellipse an. Um endlich den Sinn zu finden, in welchem der Lichtfleck die Ellipse beschreibt, wurde eine dritte Stimmgabel angewendet, welche unmittelbar an der Heliostatenöffnung steht und an ihren Zinken Spaltschirme trägt, wodurch das Licht intermittierend gemacht wird. Ist diese Gabel nahe mit den beiden anderen gleichgestimmt, so erscheinen auf dem Schirm statt der ganzen Ellipse zwei Lichtpunkte, welche sich stroboskopisch in der elliptischen Bahn bewegen. Die stroboskopische Bewegung dieser Punkte geht in demselben Sinne vor sich, wie die wirkliche Bewegung, wenn die intermittierende Gabel etwas tiefer gestimmt ist, als die beiden anderen Gabeln, durch deren combinirte Schwingungen die elliptische Bewegung entsteht. Bei den Versuchen wurde die Abstimmung der intermittirenden Gabel stets in der eben bezeichneten Weise hergestellt. Man kann daher den Uebergang aus der einen elliptischen Bewegung in die andere und die Aenderung des Rotations-sinnes der Lichtfleckes sehr leicht verfolgen, da sich die stroboskopische Bewegung wegen der großen Regelmäßigkeit der Stimmgabelschwingungen, namentlich bei den tieferen Gabeln, beliebig verlangsamen läßt. Die erwähnte stroboskopische Analyse ist selbstverständlich ebenso auszuführen, wenn die intermittierende Gabel nahe auf die tiefere oder auch auf die höhere Octave, die Duodezime u. s. w. des Tones der Gabel G_1 und G_2 abgestimmt ist, man sieht dann entsprechend einen, vier, sechs u. s. w. Lichtpunkte sich in der elliptischen Bahn bewegen.

Um nun aus den so gewonnenen Daten die Aenderung der Phasendifferenz beider Gabeln durch Einschieben des Eisenkerns in J zu erhalten, zieht man an die Ellipse (Taf. II, Fig. 3) die Tangenten PQ und RS parallel der Richtung der einen, ebenso PR und QS parallel der Richtung der anderen Schwingungscomponente; dann ist der

Winkel $\frac{2\pi D}{T}$, welcher die Phasendifferenz beider Componenten misst, gegeben durch

$$\pm \sin \frac{2\pi D}{T} = \frac{a}{PQ} = \frac{cd}{PR},$$

wobei ab und cd die Ellipsen-Durchmesser in den beiden Schwingungsrichtungen sind. Ist die Phasendifferenz dann gleich Null, wenn die componirenden Bewegungen gleichzeitig nach rechts resp. nach aufwärts gerichtet sind, zählen wir ferner $\frac{2\pi D}{T}$ von 0 bis π , so bleibt $\frac{D}{T}$ zwischen 0 und $\frac{1}{2}$, und es ist noch hinzuzufügen, welche Componente der anderen der Zeit nach voraus ist. Die Richtung ab in unserer Figur entspricht den Schwingungen der Gabel G_1 — ich werde diese Gabel die *mitnehmende* nennen — während die verticale Componente durch die Schwingungen der Gabel G_2 , der *mitgenommenen*, entsteht. Es ist daher die Bewegung der mitnehmenden Gabel jener der mitgenommenen voraus, wenn die Bewegungsrichtung des Lichtpunktes in der elliptischen Bahn entgegengesetzt der Bewegung des Uhrzeigers ist; $\frac{2\pi D}{T}$ ist dabei kleiner als $\frac{\pi}{2}$, also $\frac{D}{T} < \frac{1}{2}$, wenn die große Axe der Ellipse in den Quadranten 1,3 liegt, liegt sie in 2,4, so ist $\frac{D}{T} > \frac{1}{2}$. Geht dagegen die elliptische Bewegung im Sinne der Uhrzeigerbewegung vor sich, so ist die mitgenommene Gabel in ihren Schwingungen der mitnehmenden voraus und es ist wieder $\frac{D}{T} < \frac{1}{2}$, wenn die große Axe in 1,3 liegt, $\frac{D}{T} > \frac{1}{2}$, wenn sie in 2,4 liegt.

Bei den Versuchen wurden zur Verstärkung der Wirkung statt einer einzigen zwei inducirende Spiralen, jede aus zwei dicken, neben einander geschalteten Kupferdrähten gebildet, angewendet; die als Inductionsrollen verwendeten Spiralen aus dünnerem Kupferdraht waren etwas kürzer als die primären Rollen und wurden in deren Mitten eingeschoben. In jede derselben konnten massive, weiche Eisenkerne von etwa 2^{cm} Dicke und 15^{cm} Länge eingelegt

werden, welche die Rollen ziemlich vollständig ausfüllten. Die auf dem Schirm entstehenden Ellipsen waren sehr scharf begrenzt, da die Oeffnung am Heliostaten möglichst klein genommen war und wurden nun in ihren verschiedenen Lagen sorgfältig nachgezeichnet: Figur 2 ist eine solche verkleinerte, genau nach der Natur aufgenommene Zeichnung. Ich habe in der beschriebenen Weise mit drei König'schen Gabelpaaren (Ut_1 , Ut_1 , Ut_2) Versuche angestellt. Die mitgenommenen Gabeln, die (wie die mitnehmenden) einfach in ihren Stativen ausgewechselt wurden, waren dünnzinkig und verhältnißmäßig sehr leicht zum Mitschwingen anzuregen. Sie waren durch wiederholtes Streichen an einem kräftigen Elektromagnet sämtlich derart magnetisirt, daß die Zinke, welche das Spiegelchen trug, ein Südpol wurde; bei gewisser Richtung des primären Stromes in D und bei einer bestimmten Stellung des Stromwenders C wurden daher die Zinken von G_2 in Folge des Oeffnungs-Inductionsstromes von den Elektromagneten E angezogen, durch den Schließungsstrom abgestoßen, es war dies die vorhin mit II bezeichnete Stellung: bei der umgekehrten Commutatorstellung I wurden die Zinken durch den Schließungsstrom angezogen, dagegen durch den Oeffnungsstrom abgestoßen. Die beobachteten Aenderungen in der Phasendifferenz der beiden Gabeln durch das Einschieben von Eisen in die Inductionsspiralen bedeuten eine zeitliche Verschiebung, welche die verticale Componente, die den Schwingungen der mitgenommenen Gabel G_2 entspricht, erfahren hat. Es stellten sich nämlich folgende Resultate heraus.

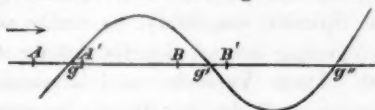
Nennen wir A die Phasendifferenz $\frac{D}{T}$ bei der Commutatorstellung I, welche dem Mitschwingen von G_2 entspricht, wenn sich keine Eisen in den Spiralen befinden, ferner A' die Phasendifferenz bei derselben Commutatorstellung, als beide Eisenkerne in die Inductionsspiralen eingeschoben waren, desgleichen B und B' die entsprechenden Phasendifferenzen für die Commutatorstellung II, so ergaben sich als Mittelwerthe aus mehreren, gut übereinstimmenden Versuchen, angestellt mit dem Gabelpaare Ut_1 ,

4
0,116
hierbe
daß
ist, w
Gabel

Curve
die P
wegu
etwa
Zeit
folgt
 $BB' =$
Beob
vom I
Strom
tigkei
der F
Stellu
die In
genau
Gabe
Kraft
Stellu
die b
Nun
 $A'B' =$
dies i
mit w
N
stang
so ist
von j
lirten

A A' B B'
 0,116 — 0,037 + 0,393 + 0,452 —;

hierbei bedeutet ein den Zahlen beigesetztes Zeichen +, daß die mitnehmende Gabel der mitgenommenen voraus ist, während das Zeichen — anzeigt, daß die mitgenommene Gabel der mitnehmenden vorausgeht. Stellt daher die



Curve $gg'g''$ die Bewegung der Gabel G_1 dar, so liegen die Punkte, in welchen die aufsteigenden Theile der Bewegungcurve für die Gabel G_2 die Zeitlinie schneiden, etwa wie es in obenstehender Figur angedeutet ist; die Zeit wird dabei im Sinne des Pfeiles gezählt. Demnach folgt die Aenderung der Phasendifferenz $AA' = 0,153$, $BB' = 0,155$. Die Abweichungen der aus den einzelnen Beobachtungen hervorgehenden Werthe für AA' und BB' vom Mittelwerthe betragen bis beiläufig 0,02. Der primäre Strom war durch 3 Z-K-Becher geliefert. Was die Richtigkeit der hier angeführten Zahlen betrifft, so läßt sich der Fehler durch folgende Ueberlegung schätzen. Bei den Stellungen I und II des Stromwenders erfolgen die durch die Inductionsströme verursachten Impulse auf die Gabel G_2 genau in entgegengesetzter Weise; wenn sich daher die Gabel jedesmal gleich gut den Wirkungen der periodischen Kraft anpaßt, so muß ihre Schwingungsbewegung bei der Stellung II genau um eine halbe Schwingung gegen jene, die bei der Stellung I zu Stande kommt, verschoben seyn. Nun ergibt sich aber aus den Versuchen $AB = 0,509$, $A'B' = 0,511$; die Abweichungen sind also etwa 0,01 und dies ist auch als die Gröfse der Ungenauigkeit anzusehen, mit welcher die obigen Zahlen behaftet seyn dürften.

Nimmt man bei den Versuchen lange, dicke Eisenstangen, die auf beiden Seiten der Spirale weit hervorragen, so ist die verzögernde Wirkung noch bedeutender. Bündel von je 7 etwa 20^{cm} langen, 4^{mm} dicken, von einander isolirten Eisenstäben haben nahezu die gleiche Wirkung, wie

die massiven Kerne. Eiserne Röhren in die Spiralen gebracht, ergaben als Verzögerung $AA' = 0,144$, $BB' = 0,146$; zwei im übrigen gleiche, jedoch ihrer Länge nach aufgeschlitzte Röhren ergaben $AA' = 0,126$, $BB' = 0,130$, also geringere Verzögerung, als die in sich geschlossenen Röhren. Sodann wurden zwei mit Eisenfeile gefüllte Glasrohre in die Spiralen eingeführt; es stellte sich nur sehr geringe Verzögerung heraus, dieselbe betrug $AA' = 0,031$, $BB' = 0,030$. Diese Versuche sind sämmtlich in guter Uebereinstimmung mit den von Beetz ¹⁾ angestellten Messungen. Bringt man einen nicht magnetisirbaren, leitenden Körper in die Spiralen, z. B. zwei massive Stangen von Kupfer, so zeigt sich nicht die geringste bemerkbare Aenderung in der Lage der Ellipse; es sind also nur die durch Magnetoinduction erzeugten Inductionsströme, welche die Verzögerung verursachen.

In derselben Weise wie oben wurden Versuche mit einem Paare von Gabeln, die auf Ut_1 gestimmt waren, ausgeführt. Als Resultate stellten sich, wenn A , A' , B , B' dieselben Bedeutungen, wie bei dem Gabelpaare Ut_1 haben (A' und B' beziehen sich wieder auf die massiven Eisenkerne), die folgenden Mittelwerthe heraus

$$0,169 - \quad \quad \quad 0,020 + \quad \quad \quad 0,334 + \quad \quad \quad 0,479 -$$

Daraus folgt für die Aenderung der Phasendifferenz $AA' = 0,189$, $BB' = 0,187$; hierbei ist $AB = 0,503$, $A'B' = 0,501$, was also wiederum für die Richtigkeit der Beobachtung spricht.

Endlich haben Versuche mit dem Gabelpaare Ut_2 (ebenfals für die massiven Eisenkerne) ergeben

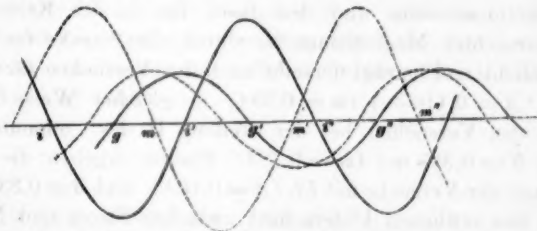
$$0,143 - \quad \quad \quad 0,053 + \quad \quad \quad 0,346 + \quad \quad \quad 0,448 -$$

woraus die Aenderung der Phasendifferenz $AA' = 0,196$, $BB' = 0,206$ sich ergibt; es ist hierbei $AB = 0,489$, $A'B' = 0,499$. Bei den zwei letzten Versuchsreihen wurden 4 bis 5 Z-K-Elemente angewendet. Es zeigt sich bei

1) Beetz, diese Ann. Bd. CV; Wiedemann Galv. II, 2, S. 179.

diesen Versuchen derselbe Umstand, der mir schon bei meinen früheren Beobachtungen aufgefallen war, daß nämlich die zeitliche Verschiebung im Gange der beiden Gabeln von der Schwingungsdauer der Gabeln wesentlich abhängt, ihr sogar angenähert proportional ist. Diese etwas auffällige Thatsache dürfte am besten erklärt werden unter der Annahme, daß die Zeitdauer des verschwindenden Magnetismus nicht klein ist gegen die Schwingungsdauer der benutzten Gabeln, was auch mit den bisher bekannten Untersuchungen übereinstimmt.

Die zeitliche Verschiebung der Schwingungen der mitgenommenen Gabel rührt von der Verzögerung der Induction durch die in die Spiralen eingelegten Eisenkerne her; bekanntlich tritt nämlich bei massiven Eisenkernen durch die in ihnen selbst und in den Spiralen inducirten Ströme eine Verzögerung des gesammten Inductionsactes ein.



Stellt in obenstehender Figur die Curve $gg'g''$ wieder die Bewegung einer Zinke der Gabel G_1 dar, so werden in den Augenblicken, welche den Punkten $gg'g'' \dots$ auf der Zeitlinie entsprechen, die abwechselnd gerichteten Inductionsströme in der Spirale J entstehen. Es sey durch $ii'i''$ der periodische Verlauf der Inductionsströme versinnlicht¹⁾. Da die der Commutatorstellung I entsprechende Schwingungcurve von G_2 nach den Beobachtungen die Lage der punktirten (unbezeichneten) Linie hat — sie bezieht sich

- 1) Selbstverständlich will ich hier ebensowenig, wie in meiner oben erwähnten Abhandlung, durch das Sinusgesetz, welches ich der Einfachheit halber angenommen habe, eine Voraussetzung über den Verlauf der periodischen Kraft ausgesprochen haben.

auf die Phasendifferenz A — so wäre der periodische Verlauf der magnetischen Kraftwirkung von E durch eine Curve $mm'm''$ auszudrücken. Bei dieser Darstellung möge der Theil dieser Curve mit positiven Ordinaten jenen Magnetismus der Elektromagnete vorstellen, durch welchen die magnetischen Gabelzinken von G_2 angezogen werden. Die Curve $mm'm''$ ist gegen die punktirte Curve um $\frac{1}{4}$ der Schwingungsdauer verschoben für den Fall, daß die Gabel G_2 durch den periodischen Kraftverlauf der Inductionsströme ins stärkste Mitschwingen versetzt wird. Ich will noch bemerken, daß aus der ursprünglichen Gestalt der Ellipse, welche sich ohne bei J eingeschobene Eisenkerne durch beide Gabeln herstellt (A und B), diejenige Phasendifferenz gegeben ist, welche in analoger Weise durch die Eisenkerne des Hufeisenmagnets E bedingt wird. Der zeitliche Unterschied nämlich in dem Verlaufe des Inductionsstromes und des durch ihn in den Kernen E verursachten Magnetismus ist durch die Strecke im versinnlicht und beträgt derselbe nach den Versuchen für Ut_1 (da $A = 0,116 -$) $im = 0,384$; in gleicher Weise folgt aus den Versuchen bei der Stellung II des Commutators (da $B = 0,393 +$) $im = 0,393$. Ebenso ergeben die Resultate der Versuche mit Ut_1 ($A = 0,169 -$ und $B = 0,334 +$) für den zeitlichen Unterschied zwischen Strom und Magnetismus entsprechend $0,331$ und $0,334$; endlich liefern die Versuche mit Ut_2 ($A = 0,143 -$ und $B = 0,346 +$) beziehungsweise die Werthe $0,357$ und $0,346$. Es stellt sich also auch hier wieder jedesmal ein beiläufig gleicher Bruchtheil der Schwingungsdauer heraus.

Es wurden auch einige der von mir schon früher angestellten Versuche wiederholt, wobei ein und derselbe stationäre Strom durch die Elektromagnete beider Gabeln geleitet und von einer derselben selbstthätig unterbrochen wird. Da die mitgenommene Gabel magnetisirt war, so gerieth sie hierbei in außerordentlich heftige Schwingungen. Ein Stromwender erlaubte den Strom um die Elektromagnete der mitgenommenen Gabel in beiden

Richt
Ellips
Schw
des C
mene
nen E
die P
a. a.
0,070
Strom
bisher
bei o
suche
also
abges
 $\beta = 0$
der U
Es fi
ducti
einstir

Bei
Plan,
„allge
hervor
Geset
näher
durch
pflanz

1) Bei

Richtungen zu führen; aus der Lage der entstehenden Ellipse wurde wieder die Phasendifferenz zwischen den Schwingungen beider Gabeln abgeleitet. Bei jener Stellung des Commutators, bei welcher die Zinken der mitgenommenen Gabel durch die vom stationären Strome umflossenen Elektromagnete angezogen wurden, ergab sich für Ut_1 die Phasendifferenz $\alpha = 0,115 +$ (bei den älteren Versuchen a. a. O. mit unmagnetisirter Gabel war die Differenz $0,070 +$). Hiernach wäre der zeitliche Unterschied zwischen Strom und Magnetismus, unter Zugrundelegung unserer bisherigen Annahme, $0,365$. Mit dem Gabelpaare Ut_1 folgte bei obiger Commutatorstellung $\alpha = 0,086 +$ (ältere Versuche $0,091 +$), bei umgekehrter Stromrichtung, wobei also die Zinken der Gabel G_2 von den Elektromagneten abgestoßen wurden, war die Phasendifferenz der Gabeln $\beta = 0,413 -$; demnach zwischen Strom und Magnetismus der Unterschied gemäß α und β resp. $0,336$ und $0,337$. Es findet also mit den oben aus den Versuchen mit Inductionsströmen abgeleiteten Resultaten hinreichende Uebereinstimmung statt.

IV. Ueber den Durchgang starker Inductionsströme durch Flüssigkeiten; von Hermann Herwig.

Bei der folgenden Untersuchung war es ursprünglich mein Plan, die von Hrn. F. Neumann in seiner Ableitung der „allgemeinen Gesetze der inducirten elektrischen Ströme“¹⁾ hervorgehobene Reserve für die Anwendung des Ohm'schen Gesetzes bei solchen Strömen rücksichtlich ihrer Gränzen näher zu prüfen. Es mußte zu diesem Zwecke einmal durch die Beschaffenheit des Schließungsweges die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Stromes möglichst verringert

1) Berliner Abhandl. a. d. J. 1845, S. 16.

und andererseits die Veränderung der elektromotorischen Kraft des Inductors während einer bestimmten Zeit möglichst groß gewählt werden. Nachdem, wie ich im Voraus erwartete, die Anwendung eines schwächeren Inductionsapparates in metallischen Schließungskreisen selbst von sehr großem Widerstande keine Abweichungen ergeben hatte, ging ich deshalb, die vorangehenden Versuche nur als Vorprobe betrachtend, zur Anwendung eines großen Stöhrer'schen Inductors und flüssiger Widerstände über. Die gewonnenen Resultate legen jedoch die Vermuthung nahe, daß man es in diesem Falle viel weniger mit einem continuirlichen Hindurchströmen der Elektricitäten durch die Flüssigkeiten zu thun hat, als vielmehr mit einer Art Entladung. Wenn damit nun auch der ursprüngliche Standpunkt meiner Frage verrückt war, so verfolgte ich doch die Sache weiter und glaube in dem Ergebniss der Untersuchung einen brauchbaren Beitrag zu unserer Kenntniß von der Elektricitätsleitung der Flüssigkeiten erblicken zu müssen.

Es ist bekannt, daß Entladungen, die sogar mit Funkenerscheinung verbunden sind, in sehr schlecht leitenden Flüssigkeiten, z. B. in Terpentinöl, stattfinden können, wenn man zwei mit den Enden der Inductionsrolle verbundene Metallspitzen in diesen Flüssigkeiten einander gegenüber stellt. Die Flüssigkeit kann dabei noch so weit leitend seyn, daß sie den (ja nie mit Funken verbundenen) Schließungsinductionsstrom an einem empfindlichen Galvanometer deutlich anzeigt; und doch geht der gleiche Oeffnungsinductionsstrom mit Funken durch und giebt natürlich zugleich am Galvanometer einen viel stärkeren Ausschlag. Von solchen Funkenentladungen soll nun im Folgenden abgesehen und nur mit relativ großen Querschnitten der in den Stromesweg tretenden Flüssigkeiten operirt werden.

Ich benutzte einen ganz aus Glas bestehenden parallel-epipedischen Flüssigkeitstrog, wie er zu gewöhnlichen Widerstandsmessungen üblich ist, und wählte als Flüssigkeiten käuflichen Alkohol, Gemische von Alkohol-Wasser, Alkohol-Aether und Alkohol-Terpentinöl, endlich sehr ver-

dünn
von
Zink
aus
ren
Beob
zu
Wid
Indu
einen
gaben
Fern
stand
gegen
entfe
aus
Galv
Oeffn
achte
Z
derse
rollen
der F
Wid
und
etwa
rolle
besaf
einen
vanon
wurde
gema
lichen
fest
verwa
immer
wöhn

dünnte Zinkvitriollösung, als Elektroden dagegen Platten von blankem Platin, platinirtem Platin und amalgamirtem Zink. Die Einrichtung der Versuche war folgende: Die aus dem Souterrain kommenden Batteriedrähte des primären Stromes führten, parallel verlaufend, zu einem am Beobachtungsplatze stehenden Quecksilberausschalter, dann zu einer feinen Tangentenbussole und Siemens'schen Widerstandsskala, endlich zum Inductor. Die Drähte der Inductionsrolle führten über den Flüssigkeitstrog weg zu einem sehr empfindlichen Spiegelgalvanometer, dessen Angaben von dem entfernten Beobachtungsplatze aus mit Fernrohr und Skala gemessen wurden. Das Galvanometer stand von dem, übrigens symmetrisch mit seinen Enden gegen den Galvanometermagnet gestellten, Inductor 8 Meter entfernt und wurde von dem Eisenbündel desselben durchaus nicht mehr alterirt. Es wurde jetzt der Ausschlag des Galvanometers bei jedesmal einem einzigen Schließen, resp. Öffnen eines primären Stromes von bestimmter Stärke beobachtet und daraus der Widerstand der Flüssigkeit abgeleitet.

Zu letzterem Zwecke wurden zahlreiche Parallelversuche derselben Art mit verschiedenen selbstgefertigten Drahtrollen gemacht, die bifilar gewickelt waren und an Stelle der Flüssigkeit traten. Die so benutzten Drahtrollen hatten Widerstände zwischen 100 und 10000 Siemens-Einheiten und konnten durch ihre gesammte Verwendung bis zu etwa 22000 S.-E. eingeschaltet werden. Die Inductionsrolle selbst *plus* dem (unbedeutenden) Galvanometerdraht besaß 11900 S.-E. In manchen Fällen benutzte ich noch einen kleineren Inductor, dessen Inductionsrolle *plus* Galvanometerdraht 1130 S.-E. betrug. Bei beiden Inductoren wurde von dem zugehörigen Condensator kein Gebrauch gemacht. Für die stärkeren Ströme wurde statt der eigentlichen Galvanometerumwindungen eine unmittelbar davor fest angebrachte Drahtrolle zum Durchleiten der Ströme verwandt; die damit erzielten Ausschläge betrugen nach immerfort von neuem controllirten Messungen $\frac{1}{7,5}$ der gewöhnlichen Ausschläge.

Bei all diesen Drahtmessungen nun hat sich zunächst ergeben, daß für eine bestimmte elektromotorische Kraft das Einschalten weiterer Drahtwiderstände in genau demselben Maasse die Galvanometerwirkung schwächt, so daß in dieser Richtung das Ohm'sche Gesetz auch bei solchen starken Inductionsströmen volle Gültigkeit hat. Für die verschiedenen elektromotorischen Kräfte der Induction wurde ferner das leicht begreifliche Resultat erhalten, daß dieselben schneller wuchsen, als die primären Stromestärken, da ja die Magnetisirungsfunktion des zu dem Inductor gehörigen Eisenbündels anwächst. Für das ganze Intervall der zur Verwendung gekommenen elektromotorischen Kräfte (von der einfachen bis zur 25fachen) betrug dieses Wachsthum etwa 30 Proc. Gerade dieser Umstand machte es nöthig, daß für das ganze Intervall der Messungen Parallelversuche für Draht und Flüssigkeit ausgeführt wurden.

Die Flüssigkeitsmessungen haben dem gegenüber zu den in den folgenden Tabellen niedergelegten Resultaten geführt. Es ist darin ausser den in Quadratmillimetern und Millimetern angegebenen Querschnitten q und Distanzen l der Elektroden zunächst der gesammte Flüssigkeitswiderstand R in Siemens-Einheiten verzeichnet und daraus alsdann bestehend der specifische (gegen Quecksilber) Flüssigkeitswiderstand ρ berechnet; bei den Zahlen des letztern ist überall durch eine Million dividirt worden. Die Flüssigkeitswiderstände sind dem oben Gesagten nach so zu verstehen, daß der jedesmal angegebene Widerstand in Drahtform dieselbe Galvanometerablenkung ergeben würde. In einer andern Colonne ist endlich ein Maass für die elektromotorische Kraft ε der Induction gegeben. Hierbei konnte es sich nur um die jedesmaligen gesammten Durchschnittswerthe handeln, da andernfalls eine genaue Untersuchung des zeitlichen Verlaufes der Inductionsströme erforderlich gewesen wäre. Ich habe nun unter ε diejenige Anzahl von Grove'schen Elementen jedesmal angegeben, welche in einem Schliessungskreise von Draht während

$\frac{1}{100}$ S
durch
Induc
vanom
dauern
Ablen
rufen
Galva
seiner

Die B

No.	
1	4
2	10
3	4
4	4
5	10
6	3
7	4
8	4
9	4
10	4
11	4
12	4
13	4
14	4
15	7
16	7
17	4

Pogge

$\frac{1}{100}$ Secunde constant thätig dieselbe Elektricitätsmenge durch jeden Querschnitt getrieben haben würden, wie der Inductionsstofs bei gleichem Schließungskreise. Die Galvanometerablenkung x durch einen solchen nur $\frac{1}{100}$ Secunde dauernden Strom leitet sich bekanntlich aus der definitiven Ablenkung α , die derselbe Strom dauernd fließend hervorgerufen würde, und ferner aus der Schwingungsdauer T des Galvanometers und aus dem logarithmischen Decrement λ seiner Schwingungen durch die Formel ab

$$x = \frac{\pi \alpha}{100 T e^{\frac{\lambda}{\pi} \arctan \frac{\pi}{\lambda}}}$$

Die Bestimmung der obigen Werthe e ist hiernach klar.

Tabelle I.

Alkohol. Elektroden von blankem Platin. Großer Inductor.

No.	ε	q	l	R	φ	Bemerkungen
		mm	mm	S.-E.	Million.	
1	494,2	2000	5	17907	7163	
2	1050,4			16592	6637	
3	487,2			16950	6780	
4	498,8			34104	4263	
5	1013,5	16	3	31312	3914	
6	398,7			11758	7839	
7	433,9			11271	7514	
8	423,7	13	13	11802	7868	
9	423,7			29640	4560	

Wasser statt des Alkohols.

10 | 401 | 2000 | 13 | 14261 | 2194 |

Etwas des vorigen Alkohols zu diesem Wasser.

11 | 460 | | | 12350 | 1900 |

Dem Volumen nach halb Alkohol und halb Wasser.

12	422	2000	13	15236	2344
13	472,6		5	8302	3321
14	460		2,2	6417	5834
15	777,6			4169	3790
16	777,6	21	21	21168	2016
17	422			23100	2200

Der frühere Alkohol allein.

No.	ϵ	q	l	R	φ	Bemerkungen
		mm	mm	S.-E.	Million.	
18	356,1	2000	21	34335	3270	
19	770			32424	3088	
20	379,7			41118	3916	
21	1624			31984	3046	
22	599			34020	3240	
23	935,7			34209	3258	
24	854,3			34335	3270	
25	918,7			35175	3350	
26	920,6	680	3	10760	2439	
27	864,5			11713	2655	
28	905,7			11190	2536	
29	905,7		6	21320	2416	
30	872,5		60,5	180800	2032	
31	890		6	24090	2730	
32	872,5		3,4	13000	2600	
33	183			19516	3903	
34	318,5			16799	3360	
35	905,7			12376	2475	

Tabelle II.

Anderer Alkohol. Meistens großer Inductor; die wenigen mit dem kleinen Inductor erhaltenen Resultate sind eingeklammert. Anfangs blanke Platinelektroden.

No.	ϵ	q	l	R	φ	Bemerkungen
		mm	mm	S.-E.	Million.	
36	993,6	650	10	51200	3328	
37	(58,4)			(88923)	(5780)	
38	(56,2)		5	(51380)	(6680)	
39	834,2			27770	3611	
40	792,5			28880	3754	
41	752,7		60	268340	2907	
42	266,6	460		351130	2692	
43	942			291910	2238	
44	264		10	70910	3262	
45	1022,6			55000	2530	
46	264		5	36530	3361	
47	1047,2			28710	2641	

Aether (25 Volumprocente) zu dem Alkohol (75 Volumprocente) gemischt.

48 | 1047,2 | 610 | 5 | 25400 | 3098 |

Derselbe Aether allein.

No.	s	g	l	R	q	Bemerkungen
		mm	mm	S.-E.	Million.	
49	1010	610	5		etwa 2000000	

Alkohol (50 Proc.) und Aether (50 Proc.) gemischt.

50	892,4	610	4,5	19490	2642	Von hier ab verdunstet zwi-
51	892,4	570		21000	2660	schen den einzelnen ziemlich
52	875,1	540		20833	2500	weit auseinander liegenden
53	260,5	520		26913	3110	Versuchareihen die Mischung
54	403,6	480		21957	2342	in dem Maafse der angegebe-
55	819,7	450		21313	2131	nen Querschnitte. Mischungs-
56	819,7		60	223720	1678	verhältniße deshalb unbek.

Terpentinöl.

57	1083,7	490	5		etwa 700000	
----	--------	-----	---	--	-------------	--

Alkohol (7 Proc.) zu dem Terpentinöl (93 Proc.) gemischt.

58	1054	530	5	6438000	682400	
----	------	-----	---	---------	--------	--

Alkohol (21 Proc.) und Terpentinöl (79 Proc.)

59	1065	630	5	615230	77519	
60	1047		2	337000	106080	
61	424,8			380000	119650	
62	1047		20	2574000	81080	

Alkohol (30 Proc.) und Terpentinöl (70 Proc.)

63	1047	700	20	522400	18284	
64	1011		5	142140	19900	
65	403,6			151140	21160	

Alkohol (43 Proc.) und Terpentinöl (57 Proc.).

66	988,2	530	5	44260	4692	
67	403,6			49310	5227	
68	932,6		20	146440	3879	

Viel Alkohol und wenige Tropfen Terpentinöl.

69	1006	340	6	34270	1942	
----	------	-----	---	-------	------	--

Noch einige Tropfen Terpentinöl zu.

70	981,5			31440	1780	
----	-------	--	--	-------	------	--

Alkohol (91 Proc.) und Terpentinöl (9 Proc.).

71	972	380		30000	1900	
----	-----	-----	--	-------	------	--

Alkohol (80 Proc.) und Terpentinöl (20 Proc.).

No.	ϵ	q	l	R	ρ	Bemerkungen
		mm	mm	S.-E.	Million.	
72	955,4	440		28000	2051	
73	268,5			33100	2427	
74	268,5		21	99500	2085	
75	947			87100	1825	

Alkohol (91 Proc.) und Terpentinöl (9 Proc.).

76	1006	380	21	95610	1730	
----	------	-----	----	-------	------	--

Alkohol (65 Proc.) und Terpentinöl (35 Proc.).

77	989,5	445	21	95210	2063	
78	972		6	29280	2220	
79	(61,1)			(47700)	(3616)	
80	(58,2)		3	(23710)	(3599)	

Alkohol (68 Proc.) und Terpentinöl (32 Proc.).

81	(42,7)	490	3	(17490)	(2857)	
82	76,6			27040	4417	
83	94			25100	4017	

Reiner Alkohol.

84	1109,7	530	60	365320	3227	
85	1070		30	190400	3364	
86	1070		9	63510	3740	
87	287			72000	4240	

Von jetzt an platinirte Platinelektroden.

88	193,2	150	5	105910	3177	
89	312,4			92820	2785	
90	746,2			85680	2570	
91	730,9		40	675920	2535	
92	701		10	178500	2677	
93	291,3	115	10	154700	1779	
94	1215,6			148750	1710	
95	1243,5	490		58786	2880	
96	301,9			63427	3108	
97	297	480	40	210630	2527	
98	1263,5			210035	2520	
99	1253		4	21658	2599	
100	290,2			24633	2956	
101	319,4	520	2	24038	6250	
102	502,8			15315	3982	
103	1284,8	500	2	14637	3659	
104	1087,7			14994	3748	
105	1058,6		10	58429	2921	
106	1050		40	221340	2767	
107	1032,2	700		161840	2832	

Von jetzt an platinirte Platinelektroden.

No.	<i>t</i>	<i>q</i>	<i>l</i>	<i>R</i>	<i>q</i>	Bemerkungen
		mm	mm	S.-E.	Million.	
108	1012,4	210		522410	2742	
109	1218	175	10	147560	2582	
110	1197	440		68782	3026	
111	1177	640		49861	3191	
112	1157,6		4	23800	3808	
113	270,3			29988	4798	

Tabelle III.

Alkohol, der durch ein Versetzen mit einer Spur Zinkvitriollösung verunreinigt war. Großer Inductor. Blanke Platinelektroden.

No.	<i>t</i>	<i>q</i>	<i>l</i>	<i>R</i>	<i>q</i>	Bemerkungen
		mm	mm	S.-E.	Million.	
114	1418	420	30	55216	773	
115	1185	380		56049	710	
116	1311,1			51527	653	
117	1024,1	150	40	80634	302	
118	281,4		5	19159	575	Schließungsströme.
				14994	450	Oeffnungsströme.
119	271,2		2	12792	959	Schließungsströme.
				8687	651	Oeffnungsstr.
120	779,4			7068	530	Schließungsstr.
				5426	407	Oeffnungsstr.
121	900	40	2	9877	198	
122	919,1			9841	197	
123	433,2			14399	288	Schließungsstr.
				11305	226	Oeffnungsstr.
124	280,1			18564	371	Schließungsstr.
				13804	276	Oeffnungsstr.
125	1087,7	100	2,5	12257	490	
126	220,4			27489	1099	Schließungsstr.
				20242	810	Oeffnungsstr.
127	286,6		4,5	44506	989	Schließungsstr.
				35700	793	Oeffnungsstr.
128	433,2			37366	830	Schließungsstr.
				31654	703	Oeffnungsstr.

Tabelle IV.

Sehr wenig Zinkvitriol in Wasser gelöst. Beide Inductoren, die Zahlen für den kleineren eingeklammert. Blanke Platinelektroden.

No.	ε	q	l	R	φ	Bemerkungen
		mm	mm	S.-E.	Million.	
129	517,8	270	60	2580	11,6	
130	520		20	3120	42,1	
131	515,5		10	2677	72,2	
132	500			2975	80,3	
133	516,5		60	4133	18,6	
134	515,5		10	2880	77,7	
135	500			3201	86	

Jetzt eine größere Zahl von Stromesdurchgängen ohne Messung vorgenommen.

136	489			4000	108
137	481		60	4600	20,7

Nach 24stündigem Stehen verdunstet vom Querschnitt 270 auf 250.

138	458,6	250	60	4540	19,1
139	464,6		10	4020	100,5
140	62,7			15020	375,6
141	752,7			1390	34,8
142	185,7			7600	190
143	185,7		60	8550	35,7
144	695,3			3400	14,2

Nach mehrtägigem Stehen auskrystallisiert, von neuem dasselbe Salz gelöst.

145	557,5	150	10	3249	48,7	Schließungsstr.
				2761	41,4	Oeffnungsstr.
146	(34,5)			(2068)	(31)	Schließungsstr.
				(1741)	(26,1)	Oeffnungsstr.
147	(56,2)			(1887)	(28,3)	Schließungsstr.
				(1545)	(23,2)	Oeffnungsstr.
148	(55,1)		60	(3537)	(8,8)	Schließungsstr.
				(3390)	(8,4)	Oeffnungsstr.
149	554			4260	10,6	
150	540,6		10	3213	48,2	
151	(54,6)			(2125)	(31,9)	Schließungsstr.
				(1593)	(23,9)	Oeffnungsstr.
152	(52,1)		60	(3633)	(9,1)	Schließungsstr.
				(3390)	(8,5)	Oeffnungsstr.
153	(51,5)		10	(1825)	(27,4)	Schließungsstr.
				(1650)	(24,7)	Oeffnungsstr.
154	(16,5)			(3322)	(49,8)	
155	(46,3)			(1808)	(27,1)	Schließungsstr.
				(1672)	(25)	Oeffnungsstr.
156	319,7			4867	73	
157	279,1			5057	75,8	
158	77,4			11364	170,5	

Durch Wasser verdünnt und nur mehr die Hälfte der Lösung benutzt.

No.	ϵ	q	l	R	q	Bemerkungen
		□mm	mm	S.-E.	Million.	
159	153,3	250	10	7140	178,5	
160	330			4880	122	
161	(68)			(2080)	(52)	Schliefs.
				(1670)	(41,8)	Oeff.
162	(51,5)			(2181)	(54,4)	Schliefs.
				(1946)	(48,6)	Oeffn.
163	(58,4)			(2086)	(52,1)	Schliefs.
				(1808)	(45,2)	Oeffn.
164	(67,2)			(1977)	(49,4)	Schliefs.
				(1672)	(41,8)	Oeffn.
165	(22,3)			(3620)	(90,4)	
166	(29,6)			(3160)	(79)	
167	(46,7)			(2486)	(62,1)	Schliefs.
				(2147)	(53,7)	Oeffn.
168	(61,9)			(2226)	(55,6)	Schliefs.
				(1853)	(46,3)	Oeffn.

Nach 24 stündigem Stehen etwas verdunstet.

169 | 292,7 | 230 | 10 | 5000 | 115 |

Die früher fortgestellte Hälfte hinzugenommen.

170	246,4	460		4570	210,2
171	374,4			3570	164,2
172	330			4760	218,9
173	324	60		5715	43,8

Tabelle V.

Neue Zinkvitriollösung, ähnlich der vorigen. Beide Inductoren, die Zahlen des kleineren eingeklammert. Anfangs blanke Platinelektroden.

No.	ϵ	q	l	R	q	Bemerkungen
		□mm	mm	S.-E.	Million.	
174	460,8	70	4	4522	79,1	Schliefs.
				2951	51,6	Oeffn.
175	286,8			7616	133,3	Schliefs.
				5236	91,6	Oeffn.
176	(66,2)			(1458)	(25,5)	Schliefs.
				(1186)	(20,7)	Oeffn.
177	(64,4)			(1571)	(27,5)	Schliefs.
				(1212)	(21,2)	Oeffn.
178	(85,7)	60	40	(7164)	(10,7)	Schliefs.
				(6554)	(9,8)	Oeffn.
179	(86,4)		4,5	(1273)	(17)	
180	496			2499	33	

Von jetzt an platinirte Platinelektroden.

No.	s	g	l	R	e	Bemerkungen
		mm	mm	S.-E.	Million.	
181	444	170	10	1071	18,2	
182	449		60	3760	10,7	
183	449		6	1142	32,4	
184	441			1368	38,7	
185	166,7			2975	84,3	
186	566,3			845	23,9	
187	(36,8)			(1201)	(34)	
188	(28,4)			(1277)	(36,2)	
189	(62,5)			(1040)	(29,4)	
190	400		4	1119	47,5	
191	55			3927	166,9	
192	94,6	160	4	4117	164,7	
193	606,4			1095	43,8	
194	(9,9)			(1356)	(54,2)	
195	(47,8)			(994)	(40)	
196	(47,1)		10	(1401)	(22,4)	
197	(46,8)		40	(2881)	(11,5)	
198	(10,2)			(3288)	(13,2)	
199	(13,4)			(3153)	(12,6)	

Durch Verdunstung während längeren Stehens der Querschnitt verkleinert.

200	115	110	40	5974	16,4
201	161			5831	16
202	377,6			3272	9
203	564			2309	6,3
204	612,5		60	3415	6,2
205	151			5498	10,1
206	193,2			5783	10,6

Von jetzt an amalgamirte Zinkelektroden. Dieselbe Flüssigkeit in einem anderen Glastroge.

207	(26,4)	506	65	(949)	(7,4)
208	(25,7)		11,5	(175)	(8,7)
209	(25,7)		8	(150)	(9,5)

Ein Theil der Flüssigkeit fortgenommen.

210	(24,8)	140	7	(365)	(7,3)
211	(23,9)		14	(757)	(7,6)
212	(16,6)			(881)	(8,8)
213	(48,3)			(582)	(5,8)

Wasser zugegossen.

214	257,5	437	70	2558	16
215	(16,6)			(1921)	(12)

Von derselben Lösung zugegossen.

216	(16,6)	735		(1141)	(11,8)
-----	--------	-----	--	--------	--------

Von derselben Lösung zugegossen.

No.	ϵ	q	l	R	ρ	Bemerkungen
		mm	mm	S.-E.	Million.	
217	(16,6)	1100		(893)	(14)	
218	(48,3)			(604)	(9,4)	

Lösung fortgenommen.

219	(46,8)	320		(2203)	(10,1)	
220	(66,2)			(2181)	(10)	
221	(34,8)	460	19	(573)	(13,8)	
222	(34,8)	440	50	(1002)	(8,8)	
223	(34,8)	460	10	(521)	(23,9)	

Innerhalb einer jeden dieser Tabellen sind die Resultate in der Reihenfolge verzeichnet, wie sie gewonnen wurden. Jede Nummer entspricht durchweg mehreren hinter einander gemachten Messungen, die, soweit ich nicht im Folgenden speciell darauf aufmerksam mache, übereinstimmende Werthe lieferten. Die wichtigsten Punkte nun, die sich für alle Tabellen gemeinsam ergeben, sind zunächst folgendermaßen zusammenzufassen:

Der specifische Widerstand der Flüssigkeiten gegen starke Inductionsströme wird im Vergleich mit Drahtwiderständen kleiner,

- 1) wenn die electromotorische Kraft der Induction wächst,
- 2) wenn der Querschnitt der Flüssigkeit abnimmt,
- 3) wenn die Länge der Flüssigkeitsschicht zunimmt.

In Bezug auf den Punkt 2) muß noch bemerkt werden, daß hier die Zahlenverhältnisse etwas unsicher sind, da bei der benutzten Versuchsanordnung die Electroden nicht genau den ganzen Querschnitt des Flüssigkeitsstrokes ausfüllen konnten. Es war vielmehr bei den blanken und platinirten Platinelectroden der wirkliche Flüssigkeitsquerschnitt gegenüber den (in Anrechnung gebrachten) Electrodenflächen wegen seitlichen Nichtanliegens derselben um etwa $\frac{1}{3}$ größer, bei den amalgamirten Zinkelectroden um etwa $\frac{1}{15}$. Dieser Umstand beeinflusst natürlich ebenfalls den Punkt 3) in gewissem Grade. Indessen genügt

ein Blick auf die Tabellen, um erkennen zu lassen, daß die Unterschiede für die verschiedenen Querschnitte und Längen weit über die hierdurch ermöglichte Unsicherheit hinausgehen und die Punkte 2) und 3) also in der obigen Fassung gleichfalls unbezweifelbare Gültigkeit haben.

Die 3 Punkte zusammengekommen schliessen nun zunächst die Möglichkeit aus, daß eine bloße Polarisation der Electroden die Erscheinungen erklären könne, wenigstens wenn man diese Polarisation im gewöhnlichen Sinne auffaßt. Eine solche Polarisation würde zwar auch den Widerstand kleiner finden lassen bei wachsender Längsausdehnung der Flüssigkeit, aber der Einfluß einer grösser werdenden electromotorischen Kraft und abnehmender Querschnitte könnte höchstens im gerade umgekehrten Sinne der obigen Angaben wirken.

Ich habe nun rücksichtlich der Polarisation noch einige weitere Versuche gemacht und bin dadurch allerdings zu der Folgerung gelangt, daß sie hier eine andere Rolle spielt, als in galvanischen Strömen. Ich will das hierher gehörige kurz zusammenfassen. Zuvörderst ist zu constatiren, daß bei Zinkvitriollösung zwischen blanken Platinelectroden schon während der oben beschriebenen Versuche der Einfluß der Polarisation in der Weise zur Geltung kam, daß die Inductionsströme zum Theil eine Neigung zur Abschwächung zeigten. Besonders deutlich tritt dies bei den Versuchen No. 129 bis 137 hervor, die schnell nach einander gemacht wurden; dort ist ein erhebliches stetiges Wachsen der Widerstände in den mitgetheilten Mittelzahlen ausgedrückt und zeigte sich innerhalb jeder Versuchsnummer ebenso. Bei der Zinkvitriollösung verlief auch wohl am Anfange einer Versuchsreihe nach vorangegangener langer Ruhe der erste (nicht in die Tabellen aufgenommene) Schließungsinductionsstrom merklich stärker, als alle folgenden bei gleicher electromotorischer Kraft. Diese folgenden Ströme fanden dann eben schon Gasschichten an den Electroden vor, die der allererste Strom bei frischen Electrodenplatten nicht sogleich antraf.

Man würde diesen Effect offenbar noch sehr steigern können, wenn man nicht, wie gewöhnlich geschah, Schließungs- und Oeffnungsströme stets abwechselnd auf einander folgen, sondern dieselben einseitig wirken liesse. Das habe ich nun mehrfach gethan. So wurde z. B. innerhalb der Versuchsreihe No. 179 folgendes gefunden:

	Ablenkung in Scalentheilen
Schließungsstrom	557
Oeffnungsstrom	555

Jetzt 12 mal den Schließungsstrom durch die Flüssigkeit und den Oeffnungsstrom durch eine daneben angebrachte Drahtleitung geführt, dann durch die Flüssigkeit

Schließungsstrom	462
Oeffnungsstrom	661
Schließungsstrom	543
Oeffnungsstrom	610
Schließungsstrom	559

u. s. f., bald regelmässig.

Hier ist also eine sehr kräftige Polarisationswirkung vorhanden. Dieses selbe Untersuchungsverfahren diene nun dazu, um ein wichtiges Factum festzustellen. Um gerade an das vorangehende Beispiel anzuknüpfen, welches einen mit dem kleinen Inductor angestellten Versuch enthielt, so wurde unmittelbar darauf der Versuch 180 mit dem grossen Inductor gemacht und zwar so, dass ein annähernd gleich starker Strom das Galvanometer durchlief. Dabei ergaben sich folgende Zahlen:

	Ablenkung in Scalentheilen
Schließungsstrom	532
Oeffnungsstrom	536

Jetzt 12 mal den Schließungsstrom durch die Flüssigkeit und den Oeffnungsstrom durch die Drahtleitung geführt, dann durch die Flüssigkeit

Schließungsstrom	505
Oeffnungsstrom	540 u. s. f.

Bei ganz denselben Dimensionen der eingeschalteten Flüssigkeit und bei annähernd gleicher Stromstärke ist also

hier die Polarisation bei Anwendung des kleinen Inductors sehr viel größer. Der kleine Inductor hat nun einen inneren Widerstand von 1130 S.-E., wozu der Flüssigkeitswiderstand gemäß der Tabelle V mit der Zahl 1273 tritt, während der große Inductor einen inneren Widerstand von 11900 besitzt und in seinem Schließungskreise die Flüssigkeit sich so verhält, wie ein Drahtwiderstand von 2499. Danach ist klar, daß die ungefähr gleiche Elektrizitätsmenge im Falle des kleinen Inductors viel schneller den Schließungskreis durchläuft, als beim großen Inductor, da bei letzterem das Potential des Stromes auf sich selbst einen sehr viel größeren Werth hat und der weitaus größte Theil des Widerstandes im Inductor selbst liegt. Man hat also zu schließen, *daß die Schnelligkeit, mit welcher eine gegebene Elektrizitätsmenge einen polarisirbaren Flüssigkeitsapparat im starken Inductionsstrome durchfließt, die Größe der Polarisation sehr erhöht.*

Außer in dem angegebenen Beispiele habe ich dieses noch mehrfach constatirt und brauche wohl kaum hinzuzusetzen, daß man dasselbe erhält, wenn man die Elektroden einseitig durch Oeffnungsströme, statt, wie oben, durch Schließungsströme polarisirt.

Die erwähnten Beispiele No. 179 und 180 zeigen nun weiter das sehr beachtenswerthe Resultat, daß im Falle des großen Inductors trotz bedeutend größerer elektromotorischer Kraft der spec. Flüssigkeitswiderstand fast doppelt so groß war, als beim kleinen Inductor, wobei Querschnitt und Länge der Flüssigkeitsschicht in beiden Fällen ganz gleich waren. Die schnellere Ausgleichung des kleinen Inductors bringt also eine stärkere Polarisation und gleichzeitig ein leichteres Durchgehen des Stromes durch die Flüssigkeit mit sich.

Als weitere Beispiele für dieses Verhalten der beiden Inductoren erwähne ich noch für die Zinkvitriollösung

No.
u. No.
dann
No.
"
endlic
No.
"
"
In
bei A
Betrag
E
hebl
kleine
keit l
No.
"
ferne
No.
"
endlic
No.
"
Dassel
Elektr
findet,
len fü
wenig

No. 155 mit den Galvanometerablenkungen für den	239	^g (27,1)
kleinen Inductor	250	(25)
u. No. 156 beim großen Inductor mit Ablenkung	292	73
dann		
No. 160 beim großen Inductor mit Ablenkung	306	122
" 161 " kleinen " " "	333	(52)
	382	(41,8)
endlich		
No. 174 beim großen Inductor mit Ablenkung	428	79,1
	474	51,6
" 175 " " " " "	226	133,3
	257	91,6
" 176 " kleinen " " "	392	(25,5)
	438	(20,7)

In all diesen Fällen hat die elektromotorische Kraft ϵ bei Anwendung des großen Inductors einen viel größeren Betrag ausgemacht.

Es sind sogar einige Beispiele zu registriren, wo bei erheblich größeren Ablenkungen des großen Inductors der kleine dennoch geringeren spec. Widerstand in der Flüssigkeit lieferte, so

No. 145 beim großen Inductor mit Ablenkung	564	^g 48,7
	583	41,4
" 146 " kleinen " " "	168	(31)
	187	(26,1)
ferner		
No. 148 beim kleinen Inductor mit Ablenkung	182	(8,8)
	188	(8,4)
" 149 " großen " " "	525	10,6
endlich		
No. 150 beim großen Inductor mit Ablenkung	554	48,2
" 151 " kleinen " " "	259	(31,9)
	309	(23,9)

Dasselbe Resultat, daß eine schneller sich ausgleichende Elektrizitätsmenge geringeren spec. Flüssigkeitswiderstand findet, ist nun auch in ausgedehnter Weise in den Tabellen für Zinkvitriollösung und für den durch Zinkvitriol ein wenig verunreinigten Alkohol gegeben durch die verzeich-

neten Unterschiede zwischen Schließungs- und Oeffnungsströmen. Letztere, als die schneller verlaufenden, haben den kleineren Widerstand. Ich habe in dieser Richtung nur die ausgeprägteren Fälle verzeichnet und in anderen weniger ausgeprägten einfach als einzige Zahl das Mittel aus Schließungs- und Oeffnungsströmen hingeschrieben.

Es sind also zwei gleichzeitig stattfindende Punkte constatirt, einmal, daß der schnellere Verlauf der Inductionsströme die Polarisirung, d. h. die Bedeckung der Elektroden mit Gas, wo eine solche stattfindet, reichlicher ergibt, alsdann, daß durch denselben Umstand der spec. Flüssigkeitswiderstand kleiner wird. Wenn man jetzt die sämmtlichen beobachteten Erscheinungen auf das Spiel der Polarisirung zurückführen wollte, so müßte von derselben angenommen werden, daß sie durch Belegen der Elektroden mit Gas in den erwähnten Fällen das Stromesdurchgehen durch die Flüssigkeit nicht erschwert, sondern erleichtert. Damit wäre ferner allerdings der oben erwähnte günstige Einfluß einer wachsenden elektromotorischen Kraft und einer kleiner werdenden Elektrodenfläche erklärt: bei kleinerer Elektrodenfläche ist die Polarisirung ja auch in galvanischen Strömen größer. Daneben wäre aber wohl festzuhalten, daß die Polarisirung dennoch ihren Charakter als Gegenkraft bewahrt, wie aus den obigen Abschwächungsversuchen folgt. Es bestände also eine schwer begreifliche Doppelwirkung der Polarisirung und es müßten jedenfalls ganz besondere Annahmen über die Rolle, welche die Quantitäten der auftretenden Gase hierbei spielen, hinzugenommen werden. Daraus geht zur Genüge hervor, daß durchaus andere Vorstellungen, als die gewöhnlich mit dem Begriffe der Polarisirung verknüpften, zur Erklärung hier herangezogen werden müssen, und werde ich später darauf zurückkommen.

Ich glaube übrigens auch nicht, daß die Bedeckung der Elektroden mit Gas für das Eintreten der vorliegenden Erscheinungen geradezu nöthig ist, sondern nur, daß sie dieselben in der angegebenen Weise sehr begünstigt. Um hierüber Aufklärung zu erhalten, habe ich namentlich noch

die V
Platin
gemac
direct
Art m
wenig
elektr
dieser
zahlre
selbe
die d
für d
auch
vitriol
Einflu
der i
Oeffn
ist d
weisb
mirt

No

F

No

"

"

In

innerl

schen

den I

Gegen

halb

kohol

nach

eine

die Versuche mit der Zinkvitriollösung zwischen platinirten Platinelektroden und zwischen amalgamirten Zinkelektroden gemacht. Bei beiden Versuchsanordnungen ist nun ein directer Nachweis der Polarisirung in der oben erwähnten Art mit Sicherheit nicht mehr zu führen gewesen, ebenso wenig war auch beim Alkohol zwischen blanken Platinelektroden die Polarisirung direct nachweisbar. In all diesen Fällen brachten auch innerhalb jeder Versuchsreihe zahlreiche auf einander folgende Inductionsströme stets dieselbe Galvanometerablenkung hervor. Und doch finden die drei allgemeinen Eingangs hervorgehobenen Punkte für den spec. Flüssigkeitswiderstand auch hier statt, wenn auch in nicht so colossalem Maafsstabe, wie bei Zinkvitriollösung zwischen blanken Platinplatten. Selbst der Einfluß eines schnelleren Verlaufes des Inductionsstromes, der in den Unterschieden zwischen Schließungs- und Oeffnungsströmen hier nur in geringem Grade sich äußerte, ist durch Vergleichung beider Inductoren deutlich nachweisbar. So zeigte Zinkvitriollösung zwischen amalgamirten Zinkplatten

No. 214 beim großen Inductor die Ablenkung	274,2	$\frac{q}{16}$
„ 215 „ kleinen „ „ „	83	(12)

Ferner für Alkohol

No. 81 beim kleinen Inductor die Ablenkung	34,5	(2857)
„ 82 „ großen „ „ „	29,7	4417
„ 83 „ „ „ „ „	39,2	4017

In diesen Fällen ohne nachweisbare Polarisirung, wo innerhalb jeder Versuchsreihe constante Verhältnisse herrschen, haben die Zahlen nun viel mehr Bedeutung, als in den Fällen entschiedener Polarisirung, die also auch als Gegenkraft die Ströme abschwächt. Ich erlaube mir deshalb die Zahlen für die beiden Präparate von reinem Alkohol nochmals in den folgenden beiden Tabellen geordnet nach den Werthen von q , l und ε zusammenzustellen, um eine bessere Uebersicht zu ermöglichen.

Tabelle VI.

Erster Alkohol.

No.	g	l	ε	ρ	Mittel
6	2000	3	398,7	7839	} 7691
8			423,7	7868	
7			433,9	7514	
3	2000	5	487,2	6780	} 6972
1			494,2	7163	
2			1050,4	6637	
9		13	423,7	4560	
4		16	498,8	4263	
5			1013,5	3914	
18		21	356,1	3270	} 3593
20			379,7	3916	
22			599	3240	
19			770	3088	
24			854,3	3270	
25			918,7	3350	} 3304
23			935,7	3258	
21			1624	3046	
27	680	3	864,5	2655	} 2487
28			905,7	2536	
26			920,6	2439	
33		3,4	183	3903	
34			318,5	3360	
32			872,5	2600	
35			905,7	2475	
31		6	890	2730	} 2573
29			905,7	2416	
30		60,5	872,5	2032	

Tabelle VII.

Zweiter Alkohol.

No.	g	l	ε	ρ	Mittel
107	700	40	1032,2	2832	
38	650	5	(56,2)	(6680)	
40			792,5	3754	
39			834,2	3611	
37		10	(58,4)	(5780)	
36			993,6	3328	

No.	q	l	r	e	Mitte
41		60	752,7	2907	
113	640	4	270,3	4798*	
112			1157,6	3808*	
111		10	1177	3191*	
87	530	9	287	4240	
86			1070	3740	
85		30	1070	3364	
84		60	1109,7	3227	
101	520	2	319,4	6250*	
102			502,8	3982*	
104	500	2	1087,7	3748*	
103			1284,8	3659*	
105		10	1058,6	2921*	
106		40	1050	2767*	
96	490	10	301,9	3108*	
95			1243,5	2880*	
100	480	4	290,2	2956*	
99			1253	2599*	
97		40	297	2527*	
98			1263,5	2520*	
46	460	5	264	3361	
47			1047,2	2641	
44		10	264	3262	
45			1022,6	2530	
42		60	266,6	2692	
43			942	2238	
110	440	10	1197	3026*	
108	210	40	1012,4	2742*	
109	175	10	1218	2582*	
88	150	5	193,2	3177*	
89			312,4	2785*	
90			746,2	2570*	
92		10	701	2677*	
91		40	730,9	253,5*	
93	115	10	291,3	1779*	
94			1215,6	1710*	

Die mit einem Stern versehenen Zahlen gelten für platinirte Platinelektroden.

Die specifischen Widerstände des ersten Präparats, beeinflusst durch die angegebenen Punkte, liegen also zwischen 2032 und 7839 Millionen, die des zweiten Präparates zwischen 1710 und 6680 Millionen. Beide Präparate verhalten sich nicht sehr verschieden. In einer ganz kürzlich veröffentlichten Arbeit¹⁾ giebt Hr. Oberbeck den Widerstand von Alkohol, in schnell aufeinanderfolgenden wechselnden Inductionsströmen gemessen, 13000 mal größer als den Widerstand einer concentrirten neutralen Kupfervitriollösung an. Setzt man für letzteren den im galvanischen Strome gefundenen Werth für gewöhnliche Temperatur mit etwa 300000 an, so ergiebt sich für Alkohol 3900 Millionen. Hr. F. Kohlrausch giebt gleichfalls kürzlich²⁾ die Leitungsfähigkeit des Alkohols zu ungefähr $4 \cdot 10^{-7}$ also den Widerstand zu etwa 3470 Millionen an.

Hr. Kohlrausch hat ferner Wasser von solcher Reinheit dargestellt, daß es noch 4 mal schlechter leitete, als sein Alkohol, also einen Widerstand von 13888 Millionen besaß. Das Wasser, wofür oben in der Tabelle I. No. 10 der Widerstand zu 2194 Millionen angegeben wurde, war in gewöhnlicher Weise dargestelltes destillirtes Wasser, welches außerdem längere Zeit in einer verschlossenen Glasflasche gestanden hatte. Immerhin ist aber hervorzuheben, daß die Zahlen des Hrn. Kohlrausch mit viel schwächeren elektromotorischen Kräften gefunden wurden, daß sich also dieselben Präparate an meinem Apparat untersucht, besser leitend erwiesen haben würden. Hr. Oberbeck, der mit starken Inductionsströmen arbeitete, hat für gewöhnliches destillirtes Wasser Werthe gefunden, die etwa zwischen 120 und 600 Millionen liegen. Es sey noch erwähnt, daß meine sämmtlichen Versuche bei der nie weit von 20° C. abweichenden Zimmertemperatur gemacht wurden. Ein einziges Mal habe ich ein paar Versuche mit dem auf circa

1) Diese Annal. CLV, S. 601.

2) Münchener Sitzungsberichte 5. Nov. 1875.

50° erhitzten Alkohol angestellt und dabei eine entschieden bessere Leitung gefunden.

An dieser Stelle möge auch der interessante Punkt hervorgehoben werden, der sich zuerst bei der Mischung des Wassers mit dem Alkohol ergab. Einige Tropfen Alkohol zu dem Wasser mit einem Widerstande von 2194 Millionen gefügt, erniedrigen den Widerstand auf 1900. Und bei einer Mischung gleicher Volumina von Wasser und Alkohol ergaben sich Widerstände, die den des Wassers allein nur um weniges überragen, obschon der Alkohol allein unter denselben Umständen einen doppelt großen Widerstand zeigt. Weitere Aufklärungen hierüber geben die Mischungen Alkohol-Aether und Alkohol-Terpentinöl. Beide Substanzen, Aether und Terpentinöl, haben für sich einen außerordentlich großen Widerstand. In gewissen Verhältnissen dem Alkohol zugemischt, können sie aber dessen Widerstand sogar noch verringern. An den Alkohol-Terpentinmischungen läßt sich die Sache am besten verfolgen und hier zeigt sich:

daß wenig Alkohol zu viel Terpentinöl gemischt, kaum besser leitet, als das Terpentinöl allein;

daß mit steigendem Alkoholgehalt das Verhältniß sich schnell günstiger stellt und bald sogar eine noch reichlich Terpentinöl enthaltende Mischung entsteht, die keinen größeren Widerstand hat, als der Alkohol allein;

und daß endlich bei sehr überwiegendem Alkoholgehalt die Zumischung einiger Procente Terpentinöl einen kleineren Widerstand, als den des reinen Alkohols liefert.

Die Analogien, welche das hier constatirte Verhalten sehr schlechter Leiter bei gut leitenden Flüssigkeiten und bei Quecksilberlegirungen findet, sind bekannt.

Ich gehe nunmehr zu einer näheren Erklärung der Beeinflussungen über, welche nach den vorliegenden Versuchen von Seiten der elektromotorischen Kraft der Induction, des Querschnitts und der Länge der Flüssigkeitsschicht und

endlich des schnellen Verlaufes der Inductionsströme auf die specifischen Flüssigkeitswiderstände ausgeübt werden. Alle diese Beeinflussungen sind allgemein gültig, selbst bei möglichster Vermeidung der Polarisirung, sie werden aber wesentlich erhöht, wenn gewisse Mengen von Gas an den Elektroden erzeugt werden. Man wird aus diesen gesammten Erscheinungen den wahrscheinlichen Schluss ziehen, daß *die Ausgleichung der bewegten Elektricitäten beim Eintritt in die Flüssigkeit verzögert wird und dann schliesslich bei entsprechendem Potentialwerthe größtentheils durch eine Art Entladung erfolgt*. Die Verzögerung steht dabei in inniger Beziehung zu den allenfalls auftretenden Gasen der Polarisirung und kann bei einem gewissen kleinen Quantum derselben ihr Einfluß den der Gegenkraft der Polarisirung bedeutend überwiegen. Die zwischen Metallelektroden eingeschlossene Flüssigkeit würde so die größte Aehnlichkeit mit einem Condensator besitzen, zwischen dessen Belegen dann Ausgleichungen durch die Isolirschicht stattfinden. (Man vergleiche die Entwicklungen des Hrn. Helmholtz.¹⁾)

Dagegen scheint eine Erklärung der Erscheinungen durch Annahme einer kleinen Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Stromes in der Flüssigkeit, der im Uebrigen wie bei Drähten gleichmäßig abfließend zu denken wäre, ausgeschlossen werden zu müssen. Diesen Fall, der allerdings vielleicht die Ungültigkeit des Ohm'schen Gesetzes zur Folge haben würde, hatte ich, wie ich in der Einleitung sagte, Anfangs im Auge gehabt und es möge gestattet seyn, kurz einen rohen Versuch zu erwähnen, den ich in dieser Richtung anstellte.

Von dem großen Inductor führte der Stromesweg an eine gewöhnliche Geißler'sche Wasserstoffröhre, dann an eine circa 400^{mm} lange Schicht destillirten Wassers, hierauf an eine zweite Geißler'sche Röhre und über eine zweite ähnliche Wasserschicht von 400^{mm} zurück. Die beiden Röhren waren mit ihren capillaren Theilen un-

1) Diese Annal. CL, S. 483.

mitte
Indu
kirt
ein
masc
liefs,
Dabe
Sche
Rota
falls
schlic
schic
ausei
ohne
Indu
K
Hrn.
vitric
Dab
erge
Lös
(ode
dass
eine
tat g
spec
dick
dels
nach
keit
wes
gest
der

1) I

mittelbar nebeneinander gestellt und zwar so, daß sie im Inductionsstrome leuchtend einen Winkel mit scharf markirtem Scheitel bildeten. Man beobachtete sie nun in einem entfernten Spiegel, der vermittelt der Centrifugalmaschine sich in eine ziemlich schnelle Rotation versetzen liefs, während einzelne Inductionsstöße hindurchgingen. Dabei liefs sich aber nicht die geringste Verschiebung des Scheitels wahrnehmen und ist nur roh, da kein feiner Rotationsapparat zur Verfügung stand, zu sagen, daß jedenfalls die Entladung in der dem Inductor unmittelbar anschließenden Röhre und in der von 2 längeren Wasserschichten eingeschlossenen Röhre nicht um $\frac{1}{10000}$ Secunde auseinanderfiel. Der specifische Widerstand des Wassers, ohne die Geißler'schen Röhren bei derselben Kraft der Induction untersucht, betrug dabei rund 2000 Millionen.

Kurz nach Ausführung dieses Versuches wurde von Hrn. Siemens¹⁾ ein analoger Versuch an einer Zinkvitriollösung von 100 Fuß Längsausdehnung veröffentlicht. Dabei hatte sich keine Zeitdifferenz von $\frac{1}{5000000}$ Secunde

ergeben. Hr. Siemens setzt den Widerstand seiner Lösung mindestens 200 Millionen Mal größer als Kupfer (oder etwa 3 Millionen Mal größer als Quecksilber), so dass, falls nicht ein Irrthum in dieser Notirung stattfand, eine sehr verdünnte Lösung vorgelegen hätte. Sein Resultat geht jedenfalls, auch insoweit es sich um den Einfluß des specifischen Widerstandes auf die Fortpflanzungsgeschwindigkeit handelt, noch weiter als das meinige, und hielt ich deshalb fernere Versuche in dieser Richtung für überflüssig.

Für die andere Auffassung der Sache hingegen, wonach die Ausgleichung der Elektricitäten in der Flüssigkeit mehr nach Art einer Entladung erfolgt, habe ich wesentlich nach zwei Verfahren instructive Versuche an- gestellt. Einmal stellte ich durch einen Hebelapparat, der durch einseitige Gewichtsbeschwerung in Bewegung

1) Diese Annal. CLVII, S. 314.

gesetzt wurde, und durch Quecksilbergefäße eine einfache Wippe her, die gestattete, kurz nach Schließung des primären Stromes den Inductionskreis zu unterbrechen. *Vermittelst dieses Apparates ergab sich* bei passend gewählter Bewegungsgeschwindigkeit, wodurch das Intervall zwischen beiden Actionen entsprechend klein gemacht wurde, *eine bedeutende Mehrwirkung am Galvanometer gegenüber dem gewöhnlichen Untersuchungsverfahren*, wobei der Inductionskreis stets geschlossen blieb. Von vielen Fällen will ich nur ein paar Beispiele anführen. So ergab sich mit dem kleinen Inductor bei der Zinkvitriollösung unter Umständen, die etwa dem Versuche No. 177 entsprechen würden,

mit Unterbrechung die Galvanometerablenkung	526
ohne " " "	422
ähnlich mit " " "	512
ohne " " "	408;
beim großen Inductor ferner für dieselbe Zinkvitriollösung mit Unterbrechung die Ablenkung	527
ohne " " "	475.

Hierbei mußte natürlich, dem langsameren Verlaufe des Inductionsstromes entsprechend, das Intervall viel größer gewählt werden, als beim kleinen Inductor, und es ließ sich sogar durch bloße Manipulation mit der Hand bequem operiren;

ähnlich mit Unterbrechung die Ablenkung	560
ohne " " "	474.
Beim kleinen Inductor wurde sogar einmal gewonnen mit Unterbrechung die Ablenkung	740
ohne " " "	462.

Diese Beispiele werden genügen, um es klar hervortreten zu lassen, daß die Elektricitäten an die Flüssigkeit hingeströmt, dort aufgehalten werden und sich theilweise wieder rückwärts durch den Inductionsdraht ausgleichen, wenn der Inductionskreis geschlossen bleibt. Unterbricht man den Inductionskreis zu passender Zeit, so ist diese entgegengesetzte Strömung ganz oder zum Theil unmöglich gemacht und die Wirkung im ursprünglichen Strömungs-

sinne
Theil
Indu
ein v
offen
tiona
holt
innig
Hr.
wie
gehe
erwä
Draht
beob
M
für
festg
wob
wind
ande
pass
keit
Stro
entg
die l
jede
läßt
Aug
wäh
zur
ein,
ring
wie
der
als
unte
1)

sinne tritt viel stärker hervor. Es findet hier also zum Theil ein ähnlicher Vorgang statt, wie bei einer offenen Inductionsspirale, und wird man also wohl auch hier, um ein vollständiges Bild der Vorgänge zu haben, an die bei offenen Inductionsspiralen stattfindenden bekannten Oscillationen denken müssen, wie sie von den Herren Helmholtz, Blaserna und Bernstein beobachtet sind. In innigem Zusammenhange hiermit steht es jedenfalls, daß Hr. Bernstein bei anderen Versuchen¹⁾ beobachtet hat, wie in Flüssigkeiten nach dem Aufhören eines hindurchgehenden Stromes gleichfalls Oscillationen auftraten. Ich erwähne noch, daß, wenn statt der Flüssigkeit bifilare Drahtrollen eingeschaltet waren, etwas ähnliches nicht beobachtet werden konnte.

Mit größerer Leichtigkeit, als die genannten Versuche, für welche die richtige Wahl der Intervalle durch Probiren festgestellt werden mußte, lassen sich andere ausführen, wobei man die beiden früher genannten Galvanometerumwindungen (deren eine 7,5 Mal so wirksam ist, als die andere) gleichzeitig benutzt und die eine noch mit einer passenden bifilaren Drahtrolle, die andere mit der Flüssigkeit in Verbindung setzt. Führt man den also getheilten Stromesweg dann so, daß beide Umwindungen den Magnet entgegengesetzt ablenken, und gleicht die Drahtrolle gegen die Flüssigkeit so aus, daß ungefähr eine gleiche Wirkung jeder einzelnen Umwindung auf den Magnet erfolgt, so läßt sich beobachten, wie *die Elektricitäten nur im ersten Augenblick auch den Flüssigkeitsweg zur Ausgleichung wählen und gleich darauf vorwiegend auf dem Drahtwege zur Ausgleichung kommen*. Am besten richtet man es so ein, daß die Flüssigkeit im ersten Augenblick um ein geringes besser die Elektricität durchläßt. Hierzu ist übrigens, wie ich besonders hervorheben will, nicht erforderlich, daß der Flüssigkeitszweig mit demjenigen Widerstande, den er als einziger Schluß des Stromweges zeigen würde, sich unter Berücksichtigung der Wirkungsfähigkeit beider Gal-

1) Berliner Monatsberichte 1871, S. 384.

vanometerwindungen ein wenig im Vortheil befindet gegenüber dem Widerstande des Drahtzweiges. Es darf vielmehr der Flüssigkeitswiderstand um einiges größer seyn, als es der gleichen Beeinflussung des Galvanometers von beiden Zweigen her entsprechen würde, und dennoch findet zunächst durch die Flüssigkeit eine vorwiegende Ausgleichung statt, die aber sehr bald einer sehr erheblichen Mehrwirkung des Drahtzweiges Platz macht. Einige Beispiele werden das Verhalten klar machen.

1) Bei Zinkvitriollösung unter Anwendung des großen Inductors fanden folgende Scalenstellungen bei den ersten Schwingungen für einen einzigen Inductionsstoß statt (für die Ruhelage = 0)

Schließungsstrom	0	+ 11,5	im Flüssigkeitssinne
		- 99,5	im Drahtsinne,
Oeffnungsstrom	0	- 12	im Flüssigkeitssinne
		+ 94	im Drahtsinne.

Der Drahtweg, der in seinem Zweige einen Widerstand von 225 S.-E. enthielt, würde als einziger Schluß des Inductionskreises den unverzweigten Theil desselben ergänzend eine Ablenkung von 159 ergeben haben.

2) Aehnlich wie oben

Schließungsstrom	0	+ 4,5	- 107
Oeffnungsstrom	0	- 6	+ 98.

Der Drahtweg als einziger Schluß gäbe 155.

3) Dasselbe am kleinen Inductor

Schließungsstrom	0	+ 3	- 64
Oeffnungsstrom	0	- 4	+ 56,5.

Der Drahtweg als einziger Schluß gäbe 91. Ueber die Unterschiede zwischen Schließungs- und Oeffnungsströmen in diesen Beispielen braucht nach dem Früheren nichts mehr gesagt zu werden.

4) Großer Inductor, wie vorhin

Schließungsstrom	0	+ 1	- 75,5
Oeffnungsstrom	0	- 1	+ 76.

Der Drahtweg als einziger Schluß gäbe 89,5.

5)
ducto

D
Wider
Schlu
6)

D
D

Flüssi
hat,
im un
sprün
Die 2
lenku
wie c
letzte
treten
legun
Rück
E

gewöl
die F
bildet
der e
Ablen
eine
sem
Unsic
klein
drei
Dämp
mehr

5) Bei Alkohol unter Anwendung des großen Inductors

Schließungsstrom	0	+ 17	— 56
Oeffnungsstrom	0	— 18	+ 56,5.

Der Drahtweg, der hierbei in seinem Zweige einen Widerstand von 2140 S.-E. enthielt, würde als einziger Schluss 179 geben.

6) Aehnlich wie oben.

Schließungsstrom	0	+ 1	— 73,5
Oeffnungsstrom	0	— 1	+ 72,5.

Der Drahtweg als einziger Schluss gäbe 177.

Der Magnet wird bei diesen Versuchen, wenn er im Flüssigkeitssinne sich in Bewegung zu setzen eben begonnen hat, plötzlich ruckweise gehemmt und in solcher Weise im umgekehrten Sinne getrieben, daß noch über die ursprüngliche Ruhelage hinaus Beschleunigung stattfindet. Die Zeit, welche zwischen den beiden angegebenen Ablenkungen verstreicht, ist dabei natürlich entschieden kleiner, wie die Schwingungsdauer des Galvanometers, welche letztere erst bei der folgenden Schwingung wieder in Kraft treten kann. Es findet also hier eine kurz dauernde Verlegung der Ruhelage des Galvanometers statt, d. h. die Rückströmung dauert eine gewisse Zeit.

Es ist klar, daß etwas ganz ähnliches auch bei dem gewöhnlichen Beobachtungsverfahren vorgehen muß, wo die Flüssigkeit den einzigen Schluss des Inductionskreises bildet. Und in der That läßt sich dabei, wenn man außer der ersten für die Widerstandsberechnung oben benutzten Ablenkung auch die nächstfolgenden in Betracht zieht, eine geringe anfängliche Verrückung der Ruhelage in diesem Sinne constatiren. Hierdurch ist nun eine gewisse Unsicherheit in die Beobachtung gebracht, die jedoch nur klein ist. Bei dem großen Inductor ging die aus den drei ersten Ablenkungen (unter Berücksichtigung der Dämpfung) berechnete Verrückung der Ruhelage nach mehrfachen Versuchen bis zu 3 Proc. der ersten Ablenkung,

bei dem kleineren Inductor mit weniger innerem Widerstand bis zu fast 6 Proc. Die größeren Beeinflussungen finden für kleinere Ablenkungen, wo zu dem inneren Inductorwiderstande ein bedeutender Flüssigkeitswiderstand tritt, statt. Die Zahlen für den großen Inductor unter sich verglichen und ebenso die für den kleinen Inductor sind also keinesfalls in ihren allgemeinen Verhältnissen hierdurch erheblich alterirt, und auch das über das Verhältniß des großen Inductors zum kleinen Gesagte wird nicht berührt, da es ja eine bessere Leitung der Flüssigkeiten unter Anwendung des kleinen Inductors aussprach. Es sey noch erwähnt, daß bei dem kleineren Inductor mit der Rückströmung ein sehr deutliches Zittern des Galvanometers während seiner Schwingungen zusammenhing.

Die Versuche mit der Differentialgalvanometervorrichtung habe ich nun in großer Ausdehnung für alle verschiedenen Umstände durchgeführt und die beschriebenen Erscheinungen beim Alkohol und bei Zinkvitriollösung sowohl zwischen blanken, als auch zwischen platinirten Platinelektroden gefunden, dagegen kaum mehr bei Zinkvitriollösung zwischen amalgamirten Zinkplatten. Für bifilare Drahtrollen in beiden Zweigen des Differentialgalvanometers zeigte sich nichts dergleichen.

Der Entladungscharakter, den der Durchgang der Inductionsströme durch Flüssigkeiten trägt, dürfte durch das Vorangehende sehr wahrscheinlich gemacht seyn.

Nach den Ergebnissen dieser Untersuchung sind die Bewegungsvorgänge stark gespannter Ströme in Schließungskreisen, die eine Flüssigkeit enthalten, nicht wenig complicirt. Die folgenden Differentialgleichungen würden das Problem, wie es bei den Versuchen vorlag, ganz allgemein ausdrücken: Es sey

P das Potential des inducirten Kreises auf sich selbst,

P_1 das des inducirenden auf sich selbst,

P_2 das des letzteren auf den ersteren,

i die zur Zeit t im inducirten Kreise herrschende Stromesintensität,

J die im inducirenden Kreise herrschende,
E die elektromotorische Kraft der Batterie im induci-
 renden Kreise,
W der Widerstand des inducirenden Kreises,
w der Drahtwiderstand des inducirten,
c die Capacität des als Condensator aufgefaßten und
 durch die Inductionsspirale rückwärts verbundenen
 Flüssigkeitsapparates,
Q die Differenz der Potentiale an dessen beiden Belegen,
v der Widerstand der Isolirschrift des Condensators,
 so gilt für den Fall des Schließungsinductionsstromes das
 folgende System von Gleichungen, woraus für den Fall
 des Oeffnungsinductionsstromes nur *E* zu streichen ist:

$$wi = -P \frac{di}{dt} - P_2 \frac{dJ}{dt} - Q \quad . \quad . \quad . \quad (1).$$

$$WJ = E - P_1 \frac{dJ}{dt} - P_2 \frac{di}{dt} \quad . \quad . \quad . \quad (2).$$

$$i - \frac{Q}{v} = c \frac{dQ}{dt} \quad . \quad . \quad . \quad (3).$$

Die beiden ersten Gleichungen drücken die Gesamtsumme
 der wirksamen elektromotorischen Kräfte (unter Vernach-
 lässigung der Gegenkraft der Polarisirung) jedesmal durch
 die vorhandene Intensität multiplicirt mit dem Widerstande
 aus, während die dritte Gleichung die Differenz der durch
 den Draht des Inductionskreises und durch die Flüssigkeit
 getriebenen Elektricitäten in jedem Moment der gleich-
 zeitigen Anhäufung im Condensator gleichsetzt. In diesen
 Gleichungen ist nun *c* als wesentlich abhängig von der
 Polarisirung zu denken, d. h. den Versuchen gemäß nicht
 nur abhängig von *i*, sondern auch von $\frac{di}{dt}$; ebenso ist $\frac{1}{v}$
 variabel. Es ist ersichtlich, daß selbst die einfachsten in
 diesen Richtungen gemachten Annahmen, die doch nur
 willkürlich seyn könnten, schon bedeutende analytische
 Schwierigkeiten bieten würden. Vor einer eingehenden
 theoretischen Behandlung dürfte deshalb zunächst noch
 eine weitere Ausdehnung des Versuchsfeldes wünschens-
 werth erscheinen.

Nachschrift.

Ich darf vielleicht diese Gelegenheit benutzen, um einer etwas irrthümlichen Auffassung zu begegnen, welche kürzlich Hr. G. Wiedemann ¹⁾ über die Hypothese geäußert hat, die ich vor einiger Zeit in Betreff des galvanischen Leitungswiderstandes veröffentlichte ²⁾. Nach dieser Hypothese sollten elektrische Atmosphären die Körpermoleküle umgeben und an ihren Bewegungen mehr oder weniger Antheil nehmen. In einem durch ein Metall gehenden Strome sollte dann die elektromotorische Kraft Elektricitätstheilchen aus der Atmosphäre eines Körpertheilchens in die eines benachbarten Körpertheilchens überführen und dabei um so mehr Widerstand finden, je mehr dieses Hinüberwandern durch die Beschaffenheit des Leiters erschwert sey. Ich kam zu dem Schlusse, daß, falls ein elektrisches Theilchen aus der Atmosphäre eines Körpertheilchens in die eines andern übergeführt werden solle, von den elektromotorischen Kräften den inneren Körperkräften gegenüber außer der bloßen Ortsveränderung dieses Theilchens auch die Bewegungsänderung geleistet werden müsse, welche einer Stellung in der einen oder anderen Atmosphäre eventuell entspreche und daß darin die Hauptbedeutung des Widerstandes liege.

Hr. Wiedemann versteht diese Hypothese und zwar wohl wesentlich den zuletzt citirten Satz nun so, daß die Arbeit, welche bei der Aenderung der Bewegungsrichtung des elektrischen Theilchens geleistet werde, dem Widerstande entsprechen solle. Ich habe jedoch nirgends von wirklich *geleisteter Arbeit* gesprochen und glaube auch nicht, daß diese im Sinne meiner Hypothese über die eigentliche Bedeutung des Widerstandes überhaupt Auskunft geben kann. Die *geleistete Arbeit kann nur dann als Maafs des Widerstandes dienen, wenn man ein und dieselbe bestimmte Stromesstärke im Auge behält*. Bezieht man aber

1) Leipziger Berichte, 12. Febr. 1876.

2) Diese Annal. Bd. 153, S. 411.

die Betrachtung, wie es in meiner Hypothese geschehen muß, auf *eine und dieselbe bestimmte elektromotorische Kraft*, so ist *die geleistete Arbeit dem Widerstande umgekehrt proportional*. Was Hr. Wiedemann deshalb in Betreff der wirklich hinüberwandernden Elektricitätstheilchen, welche die Stromesstärke bedingen, sagt, ist zwar ganz richtig, trifft aber nicht den Punkt, um den es sich hier handelt. Es kommt vielmehr darauf an, daß die Bewegungszustände der elektrischen Theilchen ein Hinderniß für das reichlichere Hinüberwandern selbst sind und daß sie also, je intensiver sie ausgeprägt sind, um so weniger die gegebene elektromotorische Kraft zum wirklichen Arbeiten (Fortbewegung, d. h. Hinüberschaffung der elektrischen Theilchen in ihrem Sinne) kommen lassen. Auf diese Weise nimmt die Zahl der in einer bestimmten Zeit durch eine bestimmte elektromotorische Kraft hinübergeschaffter Theilchen mit wachsender Intensität der Eigenbewegung der Theilchen ab, d. h. der Widerstand wächst.

Wenn Hr. Wiedemann dann weiter an Stelle dieser Hypothese „eine Art Reibung der Elektricitätstheilchen an den Körpermoleculen“ setzen und damit den Widerstand erklären will, so bin ich ganz und gar damit einverstanden, glaube aber, daß diese „Reibung“ ohne speciellere Definition doch wohl kaum mehr als einen anderen Ausdruck für Widerstand selbst bedeutet, daß dagegen eine nähere Definition derselben gerade in meiner Hypothese liegen könnte. Wenigstens war es deren eigentlicher Zweck, von dieser Reibung, d. h. von dem Anhaften der Elektricitätstheilchen an den Körpertheilchen, ein bestimmteres Bild zu geben.

Darmstadt, den 1. Mai 1876.

V. *Beiträge zur Elektrodynamik;*
von Theodor Wand,

Consistorialrath in Speyer.

Im 6. Heft des Jahrganges 1875 ist ein Aufsatz von Hrn. C. Neumann über das Weber'sche Gesetz erschienen, der mich veranlaßt, die Aufmerksamkeit der geehrten Leser dieser Zeitschrift wiederholt auf diesen Gegenstand zu lenken.

Meine Ueberzeugung ist nämlich in Uebereinstimmung mit Hrn. Helmholtz und entgegen Hrn. Neumann, daß das Weber'sche Gesetz aufgegeben werden muß. Diese Ueberzeugung habe ich bereits im Jahre 1874 in einem größeren Aufsätze über die Elektrodynamik ausgesprochen, der im Carl'schen Repertorium in München erschienen ist. Dieser Aufsatz ist indess der Aufmerksamkeit der Fachmänner vielfach entgangen¹⁾, weshalb es mir gestattet seyn möge, hier im wesentlichen das zu wiederholen, was ich dort gegen das Weber'sche Gesetz gesagt habe und was nach meiner Ansicht wenigstens dieses Gesetz als gänzlich unhaltbar erscheinen läßt.

Im Jahre 1873 mit dem Studium der Elektrodynamik beschäftigt, bat ich Hrn. Kirchhoff mich mit den neuesten Forschungen auf diesem Gebiete bekannt zu machen und wurde durch ihn auf den Aufsatz von Hrn. Helmholtz im Borchardt'schen Journal aufmerksam gemacht, worin das labile Gleichgewicht der Elektrizität nachgewiesen wird. Nach aufmerksamem Studium dieses Aufsatzes war ich der Ansicht, daß das Weber'sche Gesetz als unhaltbar aufgegeben werden müsse. Aber auch das von Hrn. Helmholtz vorgeschlagene Potentialgesetz konnte mich nicht befriedigen, da ich mir durch dasselbe die Rotationserscheinungen nicht erklären konnte. Ich kehrte daher zu

1) Ein Exemplar, welches ich mir erlaubte, Hrn. C. Neumann zuzusenden, scheint nicht an seine Adresse gelangt zu sein.

dem Weber'schen Gesetze zurück, indem ich mich zu der Ansicht hinneigte, daß bei der Entwicklung des Helmholtz'schen Resultates dennoch ein Rechnungsfehler untergelaufen sein müsse. In der That sind auch die Differentialgleichungen, deren sich Hr. Helmholtz bedient, auf Voraussetzungen gebaut, die nach dem Weber'schen Gesetze nicht stattfinden. Wenn sich nämlich die Elektrizität verdichtet, so kann auch nicht überall gleich viel positive und negative Elektrizität vorhanden sein, wie die erwähnten Differentialgleichungen voraussetzen, sondern es muß sich bald ein Ueberschuß von positiver oder negativer Elektrizität an den verschiedenen Stellen des Raumes ergeben, der um so größer wird, je länger die Bewegung dauert; es muß sich sogar an einzelnen Stellen der ganze Vorrath an positiver oder negativer Elektrizität ganz rasch erschöpfen. Will man nun diesen *wesentlichen* Umstand nicht vernachlässigen, so stößt man nicht bloß auf sehr complicirte Differentialgleichungen, sondern muß noch überdies für beide Arten der Elektrizität gesonderte Differentialgleichungen aufstellen. Ich suchte mir nun das Problem durch die Annahme zu vereinfachen, daß sich immer gleiche Quantitäten positiver und negativer Elektrizität nach entgegengesetzten Richtungen bewegen. Zunächst nun entwickelte ich das Potential und fand, daß dasselbe wirklich auch für die mit Verdichtung verbundene Bewegung mit der Zeit negativ werden könne. Allein dieses Resultat führt, so zu sagen, aus dem Regen in die Traufe, denn da für den Anfang der Bewegung, wo sich noch keine freie Elektrizität angesammelt hat, wie auch die Darstellung des Hrn. Helmholtz zeigt, das Potential entschieden positiv wird, so giebt dieses Resultat an, daß die Bewegung, wenn sie *ohne Aufwand von Kraft* eine Zeit lang gedauert hat, unter Umständen wieder aufhören kann. Ueber den Grund dieses unsinnigen Resultates war ich denn auch nicht lange im Zweifel. Das Weber'sche Potential lautet nämlich, wenn man zwei Massentheilchen, die auf einander wirken durch m_1 und

m_2 , ihre Entfernung durch r und die bekannte Constante wie üblich, durch A bezeichnet, endlich die Geschwindigkeit durch v :

$$\sum \frac{m_1 v^2}{2} = \frac{1}{2} \sum \sum -\frac{m_1 m_2}{r} + \frac{1}{2} \sum \sum \frac{A^2 m_1 m_2}{2r} \left(\frac{dr}{dt} \right)^2$$

oder:

$$\begin{aligned} \sum \frac{m_1}{2} \left[\left(\frac{dx_1}{dt} \right)^2 + \left(\frac{dy_1}{dt} \right)^2 + \left(\frac{dz_1}{dt} \right)^2 \right] &= -\frac{1}{2} \sum \sum \frac{m_1 m_2}{r} \\ &+ \frac{1}{2} \sum \sum \frac{A^2 m_1 m_2}{2r} \left[\frac{dr}{dx_2} (x_2 - x_1)' + \frac{dr}{dy_2} (y_2 - y_1)' \right. \\ &\quad \left. + \frac{dr}{dz_2} (z_2 - z_1)' \right]^2. \end{aligned}$$

Hierbei sind zur Abkürzung die Differentialquotienten nach der Zeit durch Kommata bezeichnet.

Das Weber'sche Gesetz giebt also die auf der linken Seite stehende lebendige Kraft in einer unentwickelten Gleichung. Das einfachste Beispiel einer solchen ist:

$$mv^2 = C - m\alpha v^2.$$

Nach oberflächlicher Anschauung würde diese Gleichung sagen, daß das Potential bei fortwährendem Wachsthum von v aus dem Positiven ins Negative übergeht, während man doch aus derselben ganz einfach

$$mv^2 = \frac{C}{1 + \alpha}$$

erhält. Derselbe Umstand findet aber auch bei den Kräften statt. Setzt man zur Vereinfachung voraus, daß für den Anfangszustand weder freie Elektrizität noch eine Strömung vorhanden sey, so hat man für die Kraft, welche zwischen dem im Punkte 1 befindlichen positiven Theilchen m_1 und dem im Punkte 2 befindlichen positiven Theilchen m_2 wirkt:

$$\begin{aligned} \frac{m_1 m_2}{r^2} + \frac{2A^2 m_1 m_2}{\sqrt{r}} \left[\frac{d\sqrt{r}}{dx_2} (x_2'' - x_1'') + \frac{d\sqrt{r}}{dy_2} (y_2'' - y_1'') \right. \\ \left. + \frac{d\sqrt{r}}{dz_2} (z_2'' - z_1'') \right]. \end{aligned}$$

Bezeichnet man die Coordinaten der im Punkte 2 sich bewegenden negativen Elektrizität m_2 durch ξ_2, η_2, ζ_2 , so

hat man für die Kraft, welche von der im Punkte 2 befindlichen negativen Elektricität auf die im Punkte 1 befindliche positive wirkt:

$$-\frac{m_1 m_2}{r^2} + \frac{2 A^2 m_1 m_2}{V_r} \left[\frac{dV_r}{dx_1} (x''_1 - \xi''_1) + \frac{dV_r}{dy_1} (y''_1 - \eta''_1) + \frac{dV_r}{dz_1} (z''_1 - \zeta''_1) \right].$$

Addirt man und macht man zur weiteren Vereinfachung die Voraussetzung, daß die negative Elektricität sich immer mit gleicher Geschwindigkeit, aber in entgegengesetzter Richtung, wie die positive bewegt, setzt man also $\xi''_2 + x''_2 = 0$ u. s. f., so erhält man für die Kraft, welche vom Punkt 2 aus auf die im Punkt 1 befindliche positive Elektricität wirkt, den Ausdruck:

$$\frac{2 A^2 m_1 m_2}{V_r} \left(\frac{dV_r}{dx_2} x''_2 + \frac{dV_r}{dy_2} y''_2 + \frac{dV_r}{dz_2} z''_2 \right).$$

Für die in der Richtung x wirkende Kraft erhält man:

$$4 A^2 m_1 m_2 \left(\frac{dV_r}{dx_2} x''_2 + \frac{dV_r}{dy_2} y''_2 + \frac{dV_r}{dz_2} z''_2 \right),$$

und schließlich ergibt sich für x''_1 die Gleichung:

$$x''_1 - 4 A^2 \sum m^2 \left(\frac{dV_r}{dx_1} \frac{dV_r}{dx_2} x''_2 + \frac{dV_r}{dx_1} \frac{dV_r}{dy_2} y''_2 + \frac{dV_r}{dx_1} \frac{dV_r}{dz_2} z''_2 \right) = 0,$$

wobei sich die Summation über alle Punkte, mit Ausnahme des ersten, erstreckt. So fortschreitend erhält man für jeden Punkt 3 Gleichungen bezüglich der 3 Coordinatenrichtungen. Hat man also im Ganzen m Punkte, so ergeben sich 3 m lineare Gleichungen zur Bestimmung der 3 m entsprechenden Differential-Coëfficienten. Diese Gleichungen können, müssen aber nicht erfüllt werden durch die Annahme, daß alle diese Differential-Coëfficienten gleich Null sind. Denn ist unter diesen Gleichungen eine mit einer der anderen identisch, oder allgemein gesprochen, ist die Determinante des Systems ihrer Coëfficienten gleich

Null, so sind zwar die verschiedenen Werthe dieser Differential-Coëfficienten in ihrem gegenseitigen Verhältniß bestimmt, aber nicht ihrer GröÙe nach, und es ergibt sich das Resultat, *dafs nach dem Weber'schen Gesetze aus dem Gleichgewichtszustande heraus beliebige elektromotorische Kräfte entstehen können*. Dies ist denn auch in der That der Fall, wie im Folgenden nachgewiesen werden soll.

Ersetzt man das Summenzeichen oben durch das Integralzeichen, so erhält man:

$$x''_1 - 4A^2 \int \left(\frac{d\sqrt{r}}{dx_1} \frac{d\sqrt{r}}{dx_2} x''_2 + \frac{d\sqrt{r}}{dx_1 dy_2} y''_2 + \frac{d\sqrt{r}}{dx_1 dz_2} z''_2 \right).$$

Die Integration erstreckt sich hierbei auf den ganzen mit Elektrizität erfüllten Raum und unter dem Integralzeichen ist nur der Punkt 2 veränderlich. Nun ist, wie man leicht findet:

$$\begin{aligned} 4 \frac{d\sqrt{r}}{dx_1} \frac{d\sqrt{r}}{dx_2} &= -\frac{1}{r} - \frac{d^2 r}{dx_1 dx_2} \\ 4 \frac{d\sqrt{r}}{dx_1} \frac{d\sqrt{r}}{dy_2} &= -\frac{d^2 r}{dx_1 dy_2} \\ 4 \frac{d\sqrt{r}}{dx_1} \frac{d\sqrt{r}}{dz_2} &= -\frac{d^2 r}{dx_1 dz_2}. \end{aligned}$$

Setzt man weiter zur Abkürzung:

$$x'' = u; \quad y'' = v; \quad z'' = w,$$

so hat man:

$$\left. \begin{aligned} u_1 + A^2 \int \frac{u_2}{r} + A^2 \frac{d}{dx_1} \int \left(\frac{dr}{dx_2} u_2 + \frac{dr}{dy_2} v_2 + \frac{dr}{dz_2} w_2 \right) &= 0 \\ v_1 + A^2 \int \frac{v_2}{r} + A^2 \frac{d}{dy_1} \int \left(\frac{dr}{dx_2} u_2 + \frac{dr}{dy_2} v_2 + \frac{dr}{dz_2} w_2 \right) &= 0 \\ w_1 + A^2 \int \frac{w_2}{r} + A^2 \frac{d}{dz_1} \int \left(\frac{dr}{dx_2} u_2 + \frac{dr}{dy_2} v_2 + \frac{dr}{dz_2} w_2 \right) &= 0 \end{aligned} \right\} (1).$$

Der weiteren Discussion dieser Gleichungen muß der Satz vorausgeschickt werden:

Bedeutend u, v, w drei physische Functionen der Raum-coordinaten, d. h. drei Functionen, die sich nicht ins unendliche erstrecken und nirgends unendlich oder discontinuirlich sind, so lassen sich diese Functionen in je zwei:

$$u = u' + u''; \quad v = v' + v''; \quad w = w' + w''$$

zerlegen, welche die Eigenschaft haben:

$$\frac{du'}{dx} + \frac{dv'}{dy} + \frac{dw'}{dz} = 0$$

$$u'' = \frac{dp}{dx}; \quad v'' = \frac{dp}{dy}; \quad w'' = \frac{dp}{dz}.$$

Kürzer habe ich diesen Satz in der oben citirten Abhandlung auch ausgedrückt. Jede Bewegung läßt sich in eine wirbelnde und strahlende zerlegen. (Innerhalb einer geschlossenen Oberfläche läßt sich diese Zerlegung in der Weise ausführen, daß die wirbelnde Bewegung überall längs der Oberfläche hingeleitet.)

Für den unendlichen Raum vollzieht sich diese Zerlegung leicht. Man hat nämlich:

$$\Delta^2 p = \frac{du}{dx} + \frac{dv}{dy} + \frac{dw}{dz},$$

und nach der Potentialtheorie:

$$p = -\frac{1}{4\pi} \int \frac{\Delta^2 p}{r}$$

über den unendlichen Raum integrirt. Nun hat man ebenfalls über den unendlichen Raum integrirt

$$\int \Delta^2 p = \int \left(\frac{du}{dx} + \frac{dv}{dy} + \frac{dw}{dz} \right) = \int (u \cos(rx) + v \cos(ry) + w \cos(rz)) d\zeta = 0,$$

weil ja der Voraussetzung nach in unendlicher Entfernung die Functionen u , v , w , verschwinden. In unendlicher Entfernung hat man daher:

$$p = \frac{Fx' + Gy' + Hz'}{r^2},$$

wobei F , G , H Constante und x' , y' , z' die Richtungscosinus bedeuten.

Wir kehren nunmehr zu den Gleichungen (1) zurück und bestimmen die Function

$$\int \left(\frac{dr}{dx} u + \frac{dr}{dy} v + \frac{dr}{dz} w \right) = \psi.$$

Zunächst ergibt sich:

$$\int \left(\frac{dr}{dx} u' + \frac{dr}{dy} v' + \frac{dr}{dz} w' \right) = \int r n' d\zeta,$$

wenn man die wirbelnde Bewegung in der Richtung der Normale mit n' bezeichnet. Es ist nun weiter

$$n' = - \frac{dp}{dn}$$

in unendlicher Entfernung; man hat daher auf einer unendlich großen Kugelfläche vom Radius R :

$$n' = \frac{2(Fx' + Gy' + Hz')}{R^3},$$

woraus folgt, wenn man $d\zeta = R^2 dw$ setzt:

$$\int r n' d\zeta = \int (Fx' + Gy' + Hz') dw = 0.$$

Der von der wirbelnden Bewegung herrührende Theil des Integrals Ψ verschwindet also.

Der von der strahlenden Bewegung herrührende Theil wird:

$$\int \left(\frac{dr}{dx} \frac{dp}{dx} + \frac{dr}{dy} \frac{dp}{dy} + \frac{dr}{dz} \frac{dp}{dz} \right) = \int p \frac{dr}{dn} d\zeta - \int p d^2 r.$$

Ueber eine unendliche Kugelfläche integrirt, verschwindet auch hier das Integral:

$$\int p \frac{dr}{dn} d\zeta,$$

und man hat schliesslich:

$$\Psi = - \int p d^2 r = - 2 \int \frac{p}{r}.$$

Wir haben jetzt noch das erste Integral in den Gleichungen (1) zu behandeln. Nun ist

$$\int \frac{dp_2}{r dx_2} = \int \frac{p_2 \cos(nx)}{r} d\zeta - \int p_2 \frac{d}{dx_2} \left(\frac{1}{r} \right).$$

Auch hier verschwindet das erste Integral rechts, wenn man über eine Kugel von unendlichem Radius integrirt, und da

$$\frac{d}{dx_2} \left(\frac{1}{r_{12}} \right) + \frac{d}{dx_1} \left(\frac{1}{r_{12}} \right) = 0$$

ist, hat man

$$\int \frac{dp_2}{r dx_2} = \frac{d}{dx_1} \int \frac{p}{r}.$$

Alles zusammengefasst, erhält man schliesslich:

$$u' + \frac{dp}{dx} + A^2 \int \frac{u'}{r} - A^2 \frac{d}{dx} \int \frac{p}{r} = 0.$$

Setzt man weiter zur Abkürzung

$$U' = \int \frac{u'}{r}; \quad P = \int \frac{p}{r},$$

so werden die Gleichungen (1) zu:

$$\left. \begin{aligned} u' + \frac{dp}{dx} + A^2 U' - A^2 \frac{dP}{dx} &= 0 \\ v' + \frac{dp}{dy} + A^2 V' - A^2 \frac{dP}{dy} &= 0 \\ w' + \frac{dp}{dz} + A^2 W' - A^2 \frac{dP}{dz} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (2).$$

Hierbei ist noch die Bemerkung wesentlich, dass P nirgends unendlich wird, denn es ist

$$P = \int \frac{p}{r} = \frac{1}{2} \int p A^2 r = \frac{1}{2} \int r A^2 p,$$

wie man nach den Green'schen Sätzen leicht findet. Löst man

$$r = \sqrt{[(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2 + z_1 - z_2]^2}$$

in eine Reihe auf und bezeichnet man die Entfernung des Punktes 1 vom Coordinatencentrum durch ϱ_1 , die Entfernung des Punktes 2 von diesem Centrum durch ϱ_2 , die Richtungscosinus durch $x'_1, y'_1, z'_1, x'_2, y'_2, z'_2$, so hat man

$$r = \varrho_1 - (x'_1 x'_2 + y'_1 y'_2 + z'_1 z'_2) \varrho_2 \dots$$

Da nun, wie wir bereits oben gesehen haben

$$\int A^2 p = 0,$$

so bleibt das Integral P in der That endlich auch in unendlicher Entfernung.

Nun ist weiter

$$\int (u' \frac{dP}{dx} + v' \frac{dP}{dy} + w' \frac{dP}{dz}) = \int P n' d\zeta = 0$$

über eine unendlich grosse Kugel integriert. Ebenso ist

$$\int (U' \frac{dp}{dx} + V' \frac{dp}{dy} + W' \frac{dp}{dz}) = 0$$

über eine unendlich große Kugel integrirt. Denn $U' V' W'$ sind in unendlicher Entfernung unendlich klein und

$$\frac{dU'}{dx} + \frac{dV'}{dy} + \frac{dW'}{dz} = 0.$$

Es ist nämlich:

$$\begin{aligned} \frac{dU'}{dx} &= \frac{d}{dx_1} \int \frac{u'_1}{r} = - \int u'_2 \frac{d}{dx_2} \left(\frac{1}{r} \right) \\ &= - \int \frac{1}{r} u'_2 \cos(nx) d\epsilon + \int \frac{1}{r} \frac{du'_2}{dx'_2}. \end{aligned}$$

Das erste der beiden letzten Integrale verschwindet über eine unendliche Kugeloberfläche integrirt und aus dem zweiten Integral ergibt sich leicht der zu beweisende Satz.

Multiplieirt man nun die drei Gleichungen (2) mit $u' v' w'$ addirt und integrirt, so erhält man:

$$\int (u'^2 + v'^2 + w'^2) + A^2 \int (u' U' + v' V' + w' W') = 0.$$

Weiter ist $u' = -\frac{1}{4\pi} A^2 U'$ gemäß der Definition von U' u. s. f. also:

$$\int u' U' = -\frac{1}{4\pi} \int U' A^2 U' = \int \left[\left(\frac{dU'}{dx} \right)^2 + \left(\frac{dU'}{dy} \right)^2 + \left(\frac{dU'}{dz} \right)^2 \right].$$

Bezeichnet man den letzten eingeklammerten Ausdruck einfach durch $(AU')^2$, so hat man:

$$\int (u'^2 + v'^2 + w'^2) + \frac{A^2}{4\pi} \int [(AU')^2 + (AV')^2 + (AW')^2] = 0,$$

welche Gleichung erfordert:

$$u' = 0; \quad v' = 0; \quad w' = 0.$$

Die Gleichungen (2) reduciren sich daher schliesslich auf eine einzige:

$$p - A^2 p + C = 0,$$

und hieraus erhält man

$$A^2 p + 4\pi A^2 p = 0.$$

Diese Differentialgleichung erfordert nicht mehr $p = 0$, sondern wird auch durch wirkliche Functionen aufgelöst. Setzt man zur Vereinfachung $4\pi A^2 = \gamma^2$ und setzt man weiter voraus, daß p bloß eine Function von ϱ , der Entfernung vom Centrum sey, so wird diese Gleichung aufgelöst durch:

$$p = \frac{\sin \gamma \varrho}{\varrho}.$$

Berechnet man nun das Integral P innerhalb einer Kugel vom Radius R , so erhält man für alle Punkte innerhalb dieser Kugel:

$$P = 4\pi \left(\frac{\sin \gamma \varrho}{\gamma^3 \varrho} - \frac{4\pi \cos \gamma R}{\gamma} \right),$$

und für alle Punkte außerhalb dieser Kugel:

$$P = \frac{4\pi (\sin \gamma R - \gamma \cos \gamma R)}{\gamma^3 \varrho}.$$

Bestimmt man daher den Radius der Kugel so, daß

$$\sin \gamma R - \gamma \cos \gamma R = 0$$

ist, so erfüllt die Function, welche von 0 bis R gleich

$$p = \frac{\sin \gamma \varrho}{\varrho}$$

und von da an gleich Null ist, die Gleichung (3).

Es stellt somit der Ausdruck

$$\frac{d}{d\varrho} \left(\frac{\sin \gamma \varrho}{\varrho} \right) = \frac{\gamma \cos \gamma \varrho}{\varrho} - \frac{\sin \gamma \varrho}{\varrho^2}$$

eine von den unendlich vielen Arten vor, auf welche aus dem Gleichgewichtszustande heraus nach dem Weber'schen Gesetze die Elektricität in Bewegung gerathen kann. *Der Weber'sche Ausdruck für die zwischen den elektrischen Theilchen wirkende Kraft kann also unmöglich ein Naturgesetz darstellen.*

Ich glaube überhaupt, daß alle Versuche, die elektrodynamischen Erscheinungen durch ein einfaches Gesetz der Wirkung zwischen den gleichnamigen und ungleichnamigen *Elektricitäten* zu erklären, fruchtlos bleiben. Es gilt dies namentlich auch von dem Versuche, welchen Hr. Clausius in einem der letzten Hefte dieser Zeitschrift unternommen hat, indem er für die zwischen zwei Elektricitätstheilchen e und e' wirkende Kraft (d. i. für ihre Componenten) folgende Ausdrücke setzt:

$$\frac{1}{ee'} X = \frac{\xi}{r^3} - k \left(\frac{\xi}{r^3} \cos \varepsilon + n \frac{d^2 \frac{\xi}{r}}{ds ds'} \right) v v' + k \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{r} \frac{d\xi}{dt} \right),$$

$$\frac{1}{ee'} Y = \frac{\eta}{r^3} - k \left(\frac{\eta}{r^3} \cos \varepsilon + n \frac{d^2 \frac{\eta}{r}}{ds ds'} \right) v v' + k \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{r} \frac{d\eta}{dt} \right),$$

$$\frac{1}{ee'} Z = \frac{\zeta}{r^3} - k \left(\frac{\zeta}{r^3} \cos \varepsilon + n \frac{d^2 \frac{\zeta}{r}}{ds ds'} \right) v v' + k \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{r} \frac{d\zeta}{dt} \right).$$

Hierbei sind X, Y, Z die Componenten der Kraft, v und v' die absoluten Geschwindigkeiten; $\xi = (x - x')$, $\eta = (y - y')$, $\zeta = (z - z')$, ε der Winkel vv' , k und n sind Constanten, n beliebig, wahrscheinlich gleich Null.

Dafs dieses Gesetz dem Princip der Erhaltung der Kraft widerspricht, läßt sich leicht nachweisen. Multipliziert man nämlich die erste Gleichung mit $\frac{d\xi}{dt}$, die zweite mit $\frac{d\eta}{dt}$, die dritte mit $\frac{d\zeta}{dt}$ und addirt, so erhält man für den Zuwachs der Arbeit ee' mal

$$\begin{aligned} & - \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{r} \right) + k \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{r} \right) \left[\cos \varepsilon v v' + \left(\frac{d\xi}{dt} \right)^2 + \left(\frac{d\eta}{dt} \right)^2 + \left(\frac{d\zeta}{dt} \right)^2 \right] \\ & + \frac{k}{2r} \frac{d}{dt} \left[\left(\frac{d\xi}{dt} \right)^2 + \left(\frac{d\eta}{dt} \right)^2 + \left(\frac{d\zeta}{dt} \right)^2 \right] \\ & = \frac{d}{dt} \left[- \frac{1}{r} + \frac{k}{2r} \left(\left(\frac{d\xi}{dt} \right)^2 + \left(\frac{d\eta}{dt} \right)^2 + \left(\frac{d\zeta}{dt} \right)^2 \right) \right] \\ & + \frac{k}{2} \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{r} \right) \left[2 \cos \varepsilon v v' + \left(\frac{d\xi}{dt} \right)^2 + \left(\frac{d\eta}{dt} \right)^2 + \left(\frac{d\zeta}{dt} \right)^2 \right]. \end{aligned}$$

Nun ist

$$\cos \varepsilon v v' = \frac{dx}{dt} \frac{dx'}{dt} + \frac{dy}{dt} \frac{dy'}{dt} + \frac{dz}{dt} \frac{dz'}{dt}.$$

Setzt man $e = e'$, so sind die Coordinaten des Schwerpunktes der beiden Elektrizitätsmassen:

$$x_0 = \frac{x + x'}{2}; \quad y_0 = \frac{y + y'}{2}; \quad z_0 = \frac{z + z'}{2},$$

und wenn man die absolute Geschwindigkeit des Schwerpunktes mit v_0 bezeichnet, so hat man

$$4v_0^2 - \left[\left(\frac{d\xi}{dt} \right)^2 + \left(\frac{d\eta}{dt} \right)^2 + \left(\frac{d\zeta}{dt} \right)^2 \right] = 4 \cos \varepsilon v v'.$$

Die Zunahme der Arbeit berechnet sich somit zu ee' mal:

$$\frac{d}{dt} \left[-\frac{1}{r} + \frac{k}{2r} \left(\left(\frac{d\xi}{dt} \right)^2 + \left(\frac{d\eta}{dt} \right)^2 + \left(\frac{d\zeta}{dt} \right)^2 \right) \right] \\ + \frac{k}{2} \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{r} \right) \left[2v_0^2 + \frac{1}{2} \left(\left(\frac{d\xi}{dt} \right)^2 + \left(\frac{d\eta}{dt} \right)^2 + \left(\frac{d\zeta}{dt} \right)^2 \right) \right].$$

Nun entspricht zwar der erste Theil dieses Ausdrucks dem Princip der Erhaltung der Kraft, aber nicht der zweite. Denn da die absolute Geschwindigkeit des Schwerpunktes ganz unabhängig ist von der relativen Bewegung der einzelnen Theile, so braucht man nur v_0^2 übereinstimmend periodisch mit $\frac{1}{r}$ sich verändern zu lassen, um eine periodische Bewegung zu erhalten, die fortwährend Arbeit erzeugt. Ist z. B. die relative Bewegung der beiden Punkte e und e' eine elliptische, so daß man hat:

$$\xi = a \cos t, \quad \eta = b \sin t, \quad \zeta = 0,$$

$$r^2 = \xi^2 + \eta^2 = \frac{a^2 + b^2}{2} + \frac{a^2 - b^2}{2} \cos 2t,$$

so findet man für den zweiten Theil der Zunahme der Arbeit

$$\frac{k}{2} \frac{(a^2 - b^2) \sin 2t}{r^3} \left[2v_0^2 + \frac{a^2 + b^2}{4} - \frac{a^2 - b^2}{4} \cos 2t \right].$$

Giebt man nun dem Schwerpunkte des Systems eine oscillirende Bewegung, so daß $v_0^2 = A + B \sin 2t$ ist, so ergibt sich, daß bei einer solchen Bewegung die Arbeit beständig zunimmt.

Hr. Clausius motivirt die Einführung der absoluten Geschwindigkeiten in sein Gesetz dadurch, daß er eine Wirkung des umgebenden Mediums (der Luft oder des umgebenden Weltäthers) auf die elektrisirten Theilchen annimmt. Man hätte also unter v und v' nicht die absoluten Geschwindigkeiten der Theilchen e und e' zu verstehen (absolute Geschwindigkeiten giebt es überhaupt nicht), sondern die relativen Geschwindigkeiten der Elek-

tricitätstheilchen und des Mediums. Nun bewegt sich aber auch das Medium selbst, und diese Bewegung des Mediums darf man nicht vernachlässigen. Weit entfernt also, auf dem Gebiete der elektrodynamischen Erscheinungen ein sicherer Führer zu sein, geleitet uns das neue Clausius'sche Gesetz in ein wahres Labyrinth von Schwierigkeiten, aus dem es gar keinen Ausweg giebt.

Wir sind überhaupt durch Nichts gezwungen, die elektrodynamischen Erscheinungen durch Kräfte zu erklären, welche zwischen den *Elektricitäten* zur Wirkung kommen. Die Annahme, daß es zwei Elektricitäten giebt, welche sich gegeneinander bewegen, ist im Gegentheil sehr unwahrscheinlich und man thut gewiß gut daran, diese Annahme nur als eine *Fiction* anzusehen, welche die analytische Betrachtung der elektrischen Erscheinungen erleichtert.

So lange man überhaupt über das Wesen der Elektricität nichts näheres weiß, wird man sich auf die Beantwortung der Frage beschränken müssen, welches die Gesetze sind, nach denen elektrische Ströme durch Induction entstehen und in welcher Weise die Elemente, welche Träger von elektrischen Strömen sind, magnetisch (ponderomotorisch) aufeinander einwirken. Ist diese Frage erschöpfend beantwortet, dann mag die Wissenschaft weitere Schritte unternehmen, um die weitere Ursache der elektrischen Erscheinungen selbst zu ergründen.

Analytisch formulirt sich diese Aufgabe folgendermaßen: Welches sind die elektromotorischen und magnetischen (ponderomotorischen) Kräfte, welche zur Wirkung kommen, wenn die elektrischen Strömungen in einem System materieller Theilchen sowie die Bewegungen dieser Theilchen selbst gegeben sind?

In dieser Weise wurde das Problem von den meisten Physikern seither behandelt.

Es kann nun nicht Aufgabe des gegenwärtigen Aufsatzes sein, einen kritischen Ueberblick über verschiedene elektrodynamische Theorien zu geben; ich will mich viel-

mehr darauf beschränken, einige Bemerkungen über das sogenannte Potentialgesetz des Hrn. Helmholtz zu machen, da dieses Gesetz wegen des Ansehens, welches sein Urheber genießt, der Gegenstand einer sehr lebhaften Discussion geworden ist, die namentlich auch in diesen Blättern geführt wird.

Das Helmholtz'sche Potentialgesetz hat hauptsächlich aus dem Grunde große Anfechtung erfahren, weil sich durch dasselbe die Rotationserscheinungen nicht leicht erklären lassen; auch ich gehöre zu denjenigen, welche das Helmholtz'sche Potentialgesetz verwerfen, wenn auch aus anderen Gründen, als viele andere Gegner dieses Gesetzes. So ist nach meiner Ansicht unanfechtbar, was Hr. Helmholtz über die Wirkung der Zwischenschicht in seinem Aufsatz über die Elektrodynamik im 78. Bande des Borchardt'schen Journals schreibt und ist keiner der von Hrn. Zöllner in dieser Zeitschrift veröffentlichten Versuche im Stande, Hrn. Helmholtz zu widerlegen, insofern man überhaupt das Vorhandensein einer solchen Zwischenschicht zugesteht. Ob nun aber *physikalisch* das Vorhandensein einer solchen Zwischenschicht, wie sie Hr. Helmholtz in seiner *analytischen* Behandlung der Rotationserscheinungen voraussetzt, sich überall nachweisen läßt, ist eine andere Frage, die mir in hohem Grade zweifelhaft erscheint. Hierin liegt *eine* große Schwierigkeit, auf welche man geführt wird, wenn man mit dem Potentialgesetz die Rotationsphänomene erklären will. Eine *zweite* weit größere Schwierigkeit entsteht, wenn man das Potentialgesetz nicht auf die magnetischen, sondern auf die elektromotorischen Wirkungen anwendet. Nach dem Potentialgesetz ist nämlich die elektromotorische Kraft, die ein Strom in der Richtung x z. B. ausübt, proportional dem Ausdruck

$$\frac{d}{dt} \int \frac{i dx}{r},$$

wenn i die Intensität des bewegten oder veränderlichen Stromes, dx die x -Coordinate des Drahtstückes ds und r

die Entfernung des Elementes ds von dem Punkte bedeutet, für welchen man die elektromotorische Kraft bestimmen will. Bei einem Kreisstrom (oder Magneten) der um seine Achse rotirt, bleibt nun dieses Integral constant, sein Differentialcoefficient nach der Zeit genommen ist Null und es kann keine elektromotorische Kraft auftreten. Tritt aber keine elektromotorische Kraft auf, so kann auch kein Strom entstehen. Nun entsteht aber, wie durch Versuche unwiderleglich nachgewiesen ist, ein Strom, wenn man einen Magneten rotiren läßt, während auf seiner Achse und auf seiner Oberfläche die Enden eines leitenden Drahtes schleifen.

Will man daher das Potentialgesetz aufrecht halten, so muß man demselben eine Ergänzung zufügen, welche etwa lautet: Schleift in der Nähe eines rotirenden Magneten ein Stück leitenden Stoffes auf einem anderen Stück, so wird eine elektromotorische Kraft an der Gleitstelle inducirt, welche die und die Gesetze befolgt. Oder allgemeiner: haben die Theilchen eines leitenden flüssigen Stoffes die Geschwindigkeiten u , v , w , so wird durch Bewegung eines Stromes eine elektromotorische Kraft inducirt, welche proportional ist den Verschiebungscoefficienten

$$\frac{du}{dx}, \frac{du}{dy}, \frac{du}{dz}, \frac{dv}{dx} \text{ u. s. f.}$$

Macht man aber den Versuch, eine solche Ergänzung dem Potentialgesetz zuzufügen, so geräth man nicht bloß auf den unsicheren Boden von unmotivirten Hypothesen, sondern der Hauptzweck des Potentialgesetzes, eine einfache leicht zu übersehende Regel zur Bestimmung der elektrodynamischen Erscheinungen darzustellen, geht überdies verloren.

Weit mehr noch, als durch diese Gründe wird aber das Potentialgesetz durch einen Versuch erschüttert, welchen Hr. Helmholtz selbst angestellt und in einer in der Sitzung der Berliner Akademie vom 17. Juni 1875 vorgelesenen Abhandlung¹⁾ beschrieben hat. Durch diesen Ver-

1) Hr. Helmholtz hatte die Güte, mir einen Abdruck dieser Abhandlung zu übersenden.

sich wird mit Hülfe eines Condensators nachgewiesen, daß in der That auch ohne Gleitstelle in einem Conductor, der in der Nähe eines Magneten rotirt, eine elektromotorische Kraft wirkt. Auch Hr. Helmholtz erkennt in dieser Abhandlung an, daß dieser Versuch das Potentialgesetz unhaltbar erscheinen läßt, indem er den Vorbehalt ausspricht, mit Hülfe der Faraday-Maxwell'schen Theorie dem Potentialgesetz einen Zusatz zu geben, der es auch mit diesem Versuch in Einklang bringt.

Bei diesem Stand der Sache möchte ich mir daher erlauben, die Aufmerksamkeit der Fachmänner auf das Elementargesetz zu lenken, welches ich in dem oben erwähnten im Jahre 1874 erschienenen Aufsätze aufgestellt habe, da dieses Elementargesetz alle Schwierigkeiten löst, welche sich bis jetzt in der Elektrodynamik ergeben haben. Dieses Gesetz lautet folgendermaßen:

I. Die elektromotorische Kraft, welche von einem Volumenelement 1 aus im Punkte 2 wirkt, ist gleich diesem Volumenelement multiplicirt mit:

$$\frac{A^2}{V_r} \left(\frac{4d^2 V_r}{ds_1 dt} i_2 - 2 \frac{dV_r}{dt} \frac{ds_1}{dt} + 2 \frac{dV_r}{ds_1} \frac{di_1}{dt} \right) + A^2 \frac{d^2 e_1}{dt^2} + \frac{e_1}{r^2},$$

und geht in der Richtung von 1 zu 2.

II. Die magnetische Kraft, welche zwischen zwei Volumenelementen wirkt, die sich in den Punkten 1 und 2 befinden, ist gleich dem Producte dieser Volumelemente mal:

$$\frac{A^2}{V_r} \cdot \frac{4d^2 V_r}{ds_1 ds_2} i_1 i_2 + A^2 \frac{de_1}{dt} \frac{de_2}{dt} + \frac{e_1 e_2}{r^2},$$

und sucht in der Richtung der Verbindungslinie die Elemente zu entfernen.

Hierbei bedeutet A die bekannte elektromagnetische Constante, r die Entfernung der Punkte 1 und 2, i_1 und i_2 sind die Intensitäten der Strömung in den Punkten 1 und 2, s_1 und s_2 die Richtungen der Strömungen i_1 und i_2 , e_1 und e_2 die Dichtigkeit der freien Elektrizität in den Punkten 1 und 2, t die Zeit.

Dieses Gesetz ist mit Ausnahme derjenigen Glieder, welche eine Wirkung der frei werdenden Elektricität (ich möchte sagen der Elektricität in statu nascenti) angeben, ganz dasselbe, wie dasjenige, welches aus der Weber'schen Hypothese folgt.

Aehnliche Ausdrücke für die Wirkung der frei werdenden Elektricität ergeben sich auch aus dem Potentialgesetz des Hrn. Helmholtz. Mein Elementargesetz unterscheidet sich indess in einem wesentlichen Punkte von jenem Gesetz.

Ich lege nämlich den Betrachtungen, welche mich zu obigem Elementargesetz geführt haben, außer dem Princip von der Erhaltung der Kraft noch ein weiteres Princip zu Grunde, welches ich in dem oben erwähnten Aufsätze *das Princip der Erhaltung des Magnetismus* genannt habe. Geht man nämlich von der Hypothese aus, daß die Elemente des Eisens elektrische Ströme enthalten, welche ohne Widerstand kreisen, so muß man annehmen, daß kein elektrischer Kreisproceß im Stande ist, diese Ströme zu verändern; denn außerdem wäre es ja möglich, durch einen solchen Kreisproceß die magnetische Eigenschaft des Eisens zu vernichten. Soll nun kein Kreisproceß im Stande seyn, eine solche Wirkung zu äußern, so muß die in einem geschlossenen Stromleiter inducirte elektromotorische Kraft analytisch gesprochen gleich

$$\frac{dF}{dt}$$

sein, wobei F eine Function bedeutet, die nur von den elektrischen Zuständen abhängt. Dieser Ausdruck spricht nämlich aus, daß dies Integral F der elektromotorischen Kraft in einem geschlossenen Leiter dasselbe wird, so oft derselbe elektrische Zustand wiederkehrt.

Diesem Gesetze wird aber auch Genüge geleistet, wenn man die in einer beliebigen Richtung x z. B. wirkende elektromotorische Kraft gleich

$$\frac{dF}{dt} + \frac{dG}{dx}$$

setzt. Denn durch Integration über eine geschlossene Curve verschwindet das zweite Glied.

Für einen geschlossenen oder ungeschlossenen Strom 1 giebt mein Gesetz insbesondere eine im Punkt 2 wirkende elektromotorische Kraft in der Richtung x , welche gleich ist:

$$-A^2 \frac{d}{dt} \int i_1 \frac{dx_1}{r} - A^2 \frac{d}{dx_1} \int \left(4 \frac{dV_r}{ds_1} \frac{dV_r}{dt} + \frac{d^2 r}{ds_1 dt} \right) i_1 ds_1 + \frac{d\varphi}{dx_1}.$$

Hierbei bedeutet φ die Potentialfunction der freien Electricität. Bewegt sich blos der Punkt 2 mit einer Geschwindigkeit, deren Componenten $\xi_2 \eta_2 \zeta_2$ sind, so wird diese elektromotorische Kraft:

$$-A^2 \frac{d}{dt} \int i_1 \frac{dx_1}{r} + A^2 \frac{d}{dx_2} \int \frac{(\xi_2 dx_1 + \eta_2 dy_1 + \zeta_2 dz_1)}{r} i_1 + \frac{d\varphi}{dx_2}.$$

Für eine Elementarcurve, deren Fläche f ist und deren Normale parallel mit der z -Achse ist, findet man:

$$\int \frac{dx_1}{r} = -f \frac{d}{dy_1} \left(\frac{1}{r} \right); \int \frac{dy_1}{r} = f \frac{d}{dx_1} \left(\frac{1}{r} \right); \int \frac{dz_1}{r} = 0.$$

Diese Elementarcurve stelle einen Elektromagneten dar. Rotirt dieser um die z -Achse, oder was dasselbe ist, rotirt der Raum rückläufig um dieselbe Achse mit der Winkelgeschwindigkeit g , so hat man:

$$\xi_2 = g(y_2 - y_1); \eta_2 = -g(x_2 - x_1); \zeta_2 = 0$$

und das Integral, welches wir oben mit G bezeichnet hatten, wird gleich

$$-A^2 i_1 f g \left[(y_2 - y_1) \frac{d}{dy_1} \left(\frac{1}{r} \right) + (x_2 - x_1) \frac{d}{dx_1} \left(\frac{1}{r} \right) \right] \\ = A^2 i_1 f g \left[\frac{1}{r} - \frac{(z_1 - z_2)^2}{r^3} \right] = A^2 i_1 f g \frac{d^2 r}{dx_1^2}.$$

Für die magnetische Wirkung zwischen zwei Strömen habe ich in dem mehrfach erwähnten Aufsatze gefunden:

$$A^2 \iint i_1 i_2 \frac{d}{dt} \left(\frac{\cos(s_1 s_2)}{r} \right) ds_1 ds_2 + A^2 \int G_1 \frac{ds_2}{dt} ds_1 \\ + A^2 \int G_2 \frac{ds_1}{dt} ds_1.$$

Der erste Theil dieser Wirkung ist derselbe, der aus dem Potentialgesetz folgt. Die den beiden letzten Integralen entsprechende Wirkung soll nun näher betrachtet werden.

Ist das Stromsystem 1 ein Magnet, so ist $\frac{d\epsilon_1}{dt} = 0$; erstreckt sich ferner das Stromsystem 2 über den ganzen Raum, so wird das zweite Integral

$$\int G_1 \frac{d\epsilon_1}{dt}$$

und ist nun die Integration über den ganzen Raum zu vollziehen.

Ist das Rotationsmoment des Magneten um die z -Achse gleich M , so ist die Zunahme der magnetischen Wirkung

$$Mg \frac{dg}{dt} = \int G \frac{d\epsilon}{dt} = A^2 i_1 f g \int \frac{d^3 r}{dz_1^3} \frac{d\epsilon_2}{dt}$$

$$M \frac{dg}{dt} = A^2 i_1 f \int \frac{d^3 r}{dz_1^3} \frac{d\epsilon_2}{dt}.$$

Der durch eine elektrische Entladung ertheilte Stoß ist daher:

$$Mg = - A^2 i_1 f \frac{d^3}{dz_1^3} \int r \epsilon,$$

wobei ϵ die Dichtigkeit der freien Elektricität vor der Entladung bedeutet.

Ist die Elektricität vor der Entladung in kugelförmigen concentrischen Schichten gelagert, so ist das Integral nur eine Function von ϱ , der Entfernung vom Centrum dieser Kugelschichten. Nun ist

$$A^2 \int \epsilon r = 2 \int \frac{r}{r},$$

d. i. gleich dem doppelten Niveau der Elektricität; dies ist innerhalb der Hohlkugel constant gleich N ; man hat daher:

$$A^2 \int \epsilon r = 2N = 2 \frac{d}{d\varrho} \int \epsilon r + \frac{d^2}{d\varrho^2} \int \epsilon r;$$

$$\int \epsilon r = \frac{N\varrho^2}{3} + C = \frac{N(x^2 + y^2 + z^2)}{3} + C.$$

Befindet sich daher innerhalb einer Kugel, welche bis zum Niveau N mit Elektricität geladen ist, ein Elementarmagnet,

so er-
gleich

und d
Achse
Is
gleich

Es ha
Ausdr

Nu
Elemen
gleich

wenn
beider
von d

wobei
mer die
Ausdr
die Kl
Werth
stofsun
identisc

Diese
bestimm
dem Ei
abstofs
das Gle
frei fall

Poggen

so erhält dieser durch die Entladung einen Stofs, welcher gleich ist

$$-\frac{2}{3} A^2 i f N,$$

und dieser Stofs sucht den Magneten um seine magnetische Achse zu bewegen.

Ist die Länge des Magneten gleich l , so ist der Stofs gleich

$$-\frac{2}{3} A^2 i f l N.$$

Es handelt sich jetzt noch darum, die hier vorkommenden Ausdrücke gehörig zu bestimmen.

Nun ist die Wirkung zweier Elementarmagnete oder Elementarströme, wie sie hier in Betracht gezogen sind, gleich

$$A^2 i f i' f' \frac{d^2}{dn dn'} \left(\frac{1}{r} \right),$$

wenn n und n' die Richtungen der magnetischen Achsen beider Magnete bedeuten. Die Wirkung des Magneten von der Länge l und eines Elementarmagneten $i' f'$ gleich

$$\left[A^2 i f i' f' \frac{d}{dn'} \left(\frac{1}{r} \right) \right]_b^a,$$

wobei durch die Indices oberhalb und unterhalb der Klammer die Werthe angegeben sind, welche der eingeklammerte Ausdruck an den beiden Enden des Magneten erhält und die Klammer selbst andeutet, daß man die Differenz dieser Werthe zu nehmen hat. Man sieht hieraus, daß die Abstofsung eines Pols unseres Magneten und eines Pols eines identischen Magneten gegeben wird durch den Ausdruck

$$\frac{A^2 i^2 f^2}{r^3}.$$

Diese Kraft bedeutet die Geschwindigkeit, welche eine bestimmte Masse erhält, wenn sie eine Zeiteinheit lang dem Einflusse dieser Kraft unterworfen ist. Hält also der abstofsenden Kraft der beiden Magnetpole ein Gewicht m das Gleichgewicht und ist g die Endgeschwindigkeit eines frei fallenden Körpers nach einer Secunde, so hat man:

$$\frac{A^2 i^2 f^2}{r^3} = mg; \quad A i f = r \sqrt{mg}.$$

In ähnlicher Weise läßt sich das Niveau bestimmen. Ladet man zwei Kugeln vom Radius ρ bis zum Niveau N , so ist die Quantität Elektrizität, welche jede derselben enthält, gleich $N\rho$ und ihre Abstofsung in der Entfernung R ist

$$\frac{q^2 N^2}{R^2} = \mu g; R = \frac{R}{\rho} \sqrt{\mu g};$$

und hierbei bedeutet μ wieder ein Gewicht, welches der Abstofsung der beiden Kugeln gleichkömmt.

Der Stofs, welchen der Magnet durch die Entladung erhält, berechnet sich also zu

$$= \frac{2}{3} \frac{A l r R g}{\rho} \sqrt{m \mu}.$$

Nun ist $A g$ beiläufig gleich 1 : 30000000. Setzt man weiter beispielsweise die Kraft, welche eine elektrisirte Kugel von einem Centimeter Radius, die bis zum Niveau N elektrisirt ist, auf eine gleiche Kugel in der Entfernung von 10 Cm. ausübt, gleich 10 Gr., die Kraft des Magnetpols in der Entfernung von 5 Cm. gleich 1000 Grm., die Länge des Magneten 30 Cm., so hat man für die Gröfse des Stofses

$$\frac{30 \cdot 2 \cdot 5 \cdot 10 \cdot \sqrt{10000}}{3 \cdot 30000000} = \frac{1}{300} \text{ Centim. mal Gramm}$$

in der Secunde. Bei der hier vorausgesetzten Stärke des Magneten würde es natürlich vortheilhafter seyn, die elektrisirte Hohlkugel beweglich aufzustellen, um den Stofs zu beobachten.

Würde man einen kleineren Magneten anwenden von hundertmal kleinerer Kraft, so würde gleichwohl der Stofs nur zehnmal kleiner werden und man würde daher den Versuch ohne Zweifel in letzter Weise am besten einrichten, da man alsdann den Magneten, der um seine magnetische Achse nur ein kleines Drehungsmoment hat, drehbar einrichten kann.

Es bleibt nun nur noch übrig, die Vorzeichen richtig zu wählen.

Der den Magneten ersetzende Kreisstrom ist in Bezug auf den Nordpol rechtläufig. Es wird sich also, wenn die Hohlkugel mit positiver Elektrizität geladen ist, der darin

aufgehä
rückläu

Die

ladung

fach du

Kraft

Weise

v, w, s

über de

wird na

$\int G$

Bede

eingecla

der Ober

ten Inter

geben d

Nach d

diese ele

entgegen

Schli

einem k

Hrn. E

sich n

Raum e

der Ach

Belieben

mit der

Magnete

draht m

aufgehängte Magnet um seinen Nordpol bei der Entladung rückläufig drehen.

Die von mir behauptete Wirkung der elektrischen Entladung auf einen Magneten ergibt sich übrigens ganz einfach durch folgende Betrachtung: Ist die elektromotorische Kraft durch eine Function G in der oben angegebenen Weise ausgedrückt und sind die Strömungscomponenten u , v , w , so ist die Zunahme der elektromotorischen Wirkung

$$\int \left(u \frac{dG}{dx} + v \frac{dG}{dy} + w \frac{dG}{dz} \right)$$

über den unendlichen Raum integrirt, und dieses Integral wird nach bekannter Methode:

$$\int G (u \cos(nx) + v \cos(ny) + w \cos(nz)) d\epsilon \\ - \int G \left(\frac{du}{dx} + \frac{dv}{dy} + \frac{dw}{dz} \right).$$

Bedeutet nun ϵ die Dichte der Elektrizität, so ist der eingeklammerte Ausdruck im ersten Integral gleich $\frac{d\epsilon}{dt}$ an der Oberfläche, und der eingeklammerte Ausdruck im zweiten Integral gleich $\frac{d\epsilon}{dt}$ im Innern. Beide Integrale zusammen geben daher als elektromotorische Wirkung einfach

$$\int G \frac{d\epsilon}{dt}.$$

Nach dem Princip der Erhaltung der Kraft muß aber diese elektromotorische Wirkung durch eine gleich große entgegengesetzte magnetische Wirkung compensirt werden.

Schließlich sey noch eines Versuches gedacht, der nach einem kürzlich in diesen Blättern erschienenen Aufsatze Hrn. Edlund Schwierigkeiten gemacht hat. Man denke sich nämlich eine metallene Trommel, in deren innerem Raum ein Magnet so befestigt ist, daß seine Achse mit der Achse der Trommel zusammenfällt und daß man nach Belieben sowohl die Trommel allein, als auch den Magneten mit der Trommel rotiren lassen kann. Läßt man nun den Magneten mit der Trommel rotiren, während ein Leitungsdraht mit seinen beiden Enden auf der Achse und der

cylindrischen Oberfläche der Trommel gleitet, so entsteht ein Strom; es entsteht aber auch ein Strom, wenn man die Trommel allein rotiren läßt und dieser Strom hat gleiche Intensität und Richtung, ob man nun den Magneten mit der Trommel oder diese allein rotiren läßt.

Diese Erscheinung hat durchaus nichts Auffallendes, wenn man den oben für die elektromotorische Kraft gegebenen Ausdruck in Betracht zieht. Rotirt nämlich ein Magnet rechtläufig mit der Geschwindigkeit g , so wird in dem Raume, in Bezug auf welchen der Magnet rechtläufig rotirt, eine elektromotorische Kraft inducirt, welche sich durch die Function

$$A^2 i f g \frac{d^2 r}{dz^2} = g H$$

in der Weise ausdrücken läßt, daß der nach irgend einer Richtung genommene Differentialcoefficient dieser Function die in dieser Richtung wirkende elektromotorische Kraft anzeigt. Rotiren nun Magnet und Trommel rechtläufig mit der Geschwindigkeit g , so wird nur im Draht eine elektromotorische Kraft inducirt. Diese ist:

$$g \int_a^b \frac{dH}{ds} ds = g H_b - g H_a,$$

wenn H_b und H_a die Werthe bedeuten, welche die Function H an den Endpunkten a und b des Drahtes besitzt. Diese elektromotorische Kraft bewirkt einen Strom

$$g H_b - g H_a,$$

der im Drahte von a nach b und in der Trommel von b nach a geht. Dreht man dagegen die Trommel allein, so bewegt sich der Magnet nur in Bezug auf die Trommel, jetzt aber mit der relativen Geschwindigkeit $-g$ und es wird nur in der Trommel eine elektromotorische Kraft

$$-g \int_a^b \frac{dH}{ds} ds = -g H_b + g H_a.$$

inducir
nach a
erzeugt
Sp

VI. U tungs

(A. d

Das
das Te
Metalle
Eigens

Die
mentlic
Allotro
217° s
seinen
schnell
Elektri
Ansehe
eine lat
Selen
Umwä
liches
verdie
bindet
größere

1) Pog
2) Ra
auf

inducirt, welche wieder einen in der Trommel von *b* nach *a* und im Draht von *a* nach *b* gehenden Strom

$$gH_b - gH_a$$

erzeugt, der also ganz derselbe ist, wie der vorige.

Speyer, im März 1876.

VI. Ueber die Abhängigkeit der elektrischen Leitungsfähigkeit des Selens von Wärme und Licht; von W. Siemens.

(A. d. Monatsbericht d. Kgl. Akad. d. W. zu Berlin, Febr. 1876.)

Das von Berzelius 1817 entdeckte Selen steht wie das Tellur auf der Grenze zwischen den Metallen und Metalloiden und hat sowohl chemische wie physikalische Eigenschaften beider Klassen von Körpern.

Die physikalischen Eigenschaften des Selens sind namentlich von Hittorf¹⁾ in seiner Abhandlung über die Allotropie des Selens untersucht. Er fand, daß es bei 217° schmilzt, daß es bei der Abkühlung bis weit unter seinen Schmelzpunkt flüssig bleibt, daß es bei weiterer schneller Abkühlung zu einer glasigen, amorphen, die Elektrizität nicht leitenden, Masse von etwas grünlichem Ansehen vom specifischen Gewichte 4,276 erstarrt, ohne eine latente Schmelzwärme abzugeben. Wird dies amorphe Selen wieder erhitzt, so beginnt bereits bei 80° C. eine Umwandlung desselben. Es bekommt ein weißes metallisches Ansehen, ein feinkörniges, krystallinisches Gefüge, verdichtet sich zum specifischen Gewichte 4,796²⁾ und entbindet eine so bedeutende Wärmemenge, daß es sich in größeren Mengen bis zu seinem Schmelzpunkte erhitzt.

1) Pogg. Ann. Bd. 84, S. 214. 1851.

2) Rammelsberg hat neuerdings das sp. Gewicht des amorphen Selens auf 4,28, das des krystallinischen auf 4,8 resp. 4,5 bestimmt.

Es leitet in diesem krystallinischen Zustande die Elektrizität wie die Kohle, das Tellur und die Elektrolyten, indem seine Leitungsfähigkeit mit steigender Temperatur zunimmt. In der Nähe des Schmelzpunktes ist diese Leitungsfähigkeit im Verhältniß zu seiner Leitungsfähigkeit bei der Lufttemperatur sehr bedeutend. Wird die Schmelztemperatur überschritten, so sinkt die Leitungsfähigkeit mit Aufnahme der latenten Wärme beträchtlich, doch leitet es auch im geschmolzenen Zustande die Elektrizität.

Durch die Beobachtung des Superintendent Mai der Valentia-Kabelstation, daß die Leitungsfähigkeit des Selen durch Beleuchtung vergrößert wird, eine Beobachtung, die von Willoughby Smith publicirt und darauf von Lieutenant Sale constatirt ¹⁾ und näher untersucht wurde, ist die Aufmerksamkeit der Physiker neuerdings in hohem Grade auf das Selen gelenkt.

Sale fand, daß Licht aller Farben die Leitungsfähigkeit des Selen erhöht, daß die dunklen, actinischen Strahlen des Spectrums keinen Einfluß auf dasselbe ausüben, und von hier aus die Lichtwirkung bis zum Roth zunimmt, daß sie beim Ultraroth abnimmt und die Wirkung der jenseits desselben liegenden dunklen Wärmestrahlen nur gering ist.

Ich habe in einer der Akademie im Mai vorigen Jahres gemachten vorläufigen Mittheilung ²⁾ diese Angaben Sale's bestätigt. Es war mir gelungen, das amorphe Selen durch eine mehrere Stunden anhaltende Erhitzung auf eine Temperatur von 200 bis 210° in eine Modification überzuführen, welche bei der Lufttemperatur eine 20 bis 30mal größere Leitungsfähigkeit und eine entsprechend größere Lichtempfindlichkeit hat, als das durch Erhitzung auf 100 bis 150° krystallinisch gemachte Selen zeigt. Diese Modification hat ferner die Eigenschaft, die Elektrizität *wie ein Metall*, d. i. in der Weise zu leiten, daß die Leitungsfähigkeit mit steigender Temperatur *abnimmt*. Ich fand ferner, daß der Einfluß des Lichtes sich nicht auf die

1) Pogg. Ann. Bd. 150, S. 333.

2) Diese Berichte, S. 280.

ganze
Oberfl
durch
zwei
lichten
Const
consta
des S
wurze

W
wirku
von
stange
mit z
Verha
des S
daß d
gemes
je grö
nutzte
die Li
Oberfl
ein P
dem
und d
Weise
Selen
bei is
ein so
vorger
haben
vermin
man e

Zu
Eigen
leitend

1) Pro

ganze Masse des Selen's erstreckt, sondern wesentlich eine Oberflächenwirkung ist. Hierdurch geleitet, gelang es mir durch Einschmelzen des Selen's zwischen die Windungen zweier flacher, ineinanderliegender Drahtspiralen ein äußerst lichtempfindliches Präparat herzustellen, welches ich zur Construction eines Selen-Photometers benutzte. Endlich constatirte ich, daß die Zunahme der Leitungsfähigkeit des Selen's durch Beleuchtung annähernd den Quadratwurzeln der Lichtstärken proportional ist.

W. G. Adams¹⁾ hat gleichzeitig mit mir die Lichtwirkung auf das Selen untersucht. Er fand, abweichend von Hittorf, daß die Leitungsfähigkeit seiner Selenstange, über deren Herstellung er keine Angaben macht, mit zunehmender Temperatur abnahm, also ein ähnliches Verhalten zeigte, wie ich es durch anhaltende Erhitzung des Selen's auf 200° C. hervorrief. Ferner constatirte er, daß der durch eine Kirchhoff-Wheatstone'sche Brücke gemessene Widerstand des Selen's um so geringer ausfiel, je größer die Anzahl der Zellen der zur Messung benutzten Kette war. Adams läßt es unentschieden, ob die Lichtwirkung auf das Selen in einer Veränderung seiner Oberfläche bestände oder ob durch Beleuchtung im Selen ein Polarisationsstrom hervorgerufen würde, welcher sich dem Durchgange des messenden Stromes entgensetzte und dadurch seine Leitungsfähigkeit erhöhte. In gleicher Weise will er die Verminderung des Widerstandes des Selen's bei Anwendung stärkerer Batterien erklären. Hierbei ist er aber offenbar in einem Irrthum befangen, da ein solcher durch das Licht oder durch den Strom hervorgerufener Gegenstrom den entgegengesetzten Effekt haben müßte. Es müßte das Licht die Leitungsfähigkeit vermindern und bei Anwendung stärkerer Batterien müßte man einen größeren Widerstand finden.

Zunächst bemühte ich mich die höchst merkwürdige Eigenschaft des Lichtes, das beleuchtete Selen besser leitend zu machen, auch bei anderen Körpern aufzufinden.

1) *Proc. of the Royal Soc.* Vol. XXXIII, p. 535. Juni 1875.

Diese Bemühungen waren aber gänzlich erfolglos. Ich glaubte schon am Tellur eine analoge Wirkung gefunden zu haben, überzeugte mich aber bald, daß die beobachtete geringe Steigerung der Leitungsfähigkeit der Erwärmung des Tellurs durch Licht und Wärmestrahlen zuzuschreiben war. Da ich hiernach annehmen mußte, daß es sich hier nicht um eine allgemeinere Eigenschaft des Lichtes, sondern um ein abnormes Verhalten des Selen handelte, so entschloß ich mich, das Verhalten dieses Körpers zur Wärme und dem galvanischen Strome näher zu untersuchen, in der Hoffnung, hierdurch Anhaltspunkte zur Erklärung der Einwirkung der Beleuchtung auf denselben zu gewinnen. Zunächst wiederholte ich den Hittorf'schen Versuch mit meinen besseren Messinstrumenten für galvanische Ströme.

Da Glas und selbst Porzellan bei höheren Temperaturen die Elektrizität leiten, so ließ ich mir aus einem Stück Speckstein, welches selbst bei Glühhitze noch völlig isolirt, einen dickwandigen Tiegel herstellen, welcher etwa 6 Gramm Selen aufnehmen konnte. Durch den gutschließenden Specksteindeckel reichte ein Thermometer bis in die Mitte der Höhlung des Tiegels hinein. Die circa 10 Mm. dicke Tiegelwand war etwa in halber Höhe durchbohrt und die beiden Löcher durch genau eingepaßte Cylinder aus Gaskohle, welche nach innen und außen vorragten, ausgefüllt. Nachdem der Tiegel mit geschmolzenem Selen angefüllt und dann schnell erkaltet war, so daß amorphes Selen ihn anfüllte, wurden die äußeren Enden der Gaskohlencylinder mit den gut isolirten Zuleitungsdrähten meines sehr empfindlichen Spiegelgalvanometers mit aperiodisch schwingendem Cylindermagnet verbunden und in den Leitungskreis eine Daniell'sche Zelle eingeschaltet, nachdem ich mich überzeugt hatte, daß selbst bei Einschaltung einer Batterie von 100 Daniell'schen Zellen kein Strom durch das amorphe Selen ging. Der so vorbereitete Tiegel wurde nun schnell in ein größeres Gefäß mit Paraffin, dessen Temperatur 280° C. war und während

des Versuches möglichst genau auf dieser Temperatur gehalten wurde, eingetaucht und die Temperatur des Selen im Tiegel sowie die Ablenkung meines Spiegels fortlaufend gleichzeitig beobachtet und notirt. Bei dem bedeutenden Leitungswiderstande des Selen, in Folge dessen der Widerstand des zwischen den Kohlenspitzen befindlichen Selen selbst bei höheren Temperaturen noch immer sehr groß gegen den Widerstand des Galvanometers ist, können die Ablenkungen des Spiegels ohne wesentlichen Fehler der Leitungsfähigkeit des Selen proportional gesetzt werden.

Die Ergebnisse dieses Versuches sind in der Kurventafel Taf. III. Fig. 1 zur Anschauung gebracht. Die mit *A* bezeichnete Kurve giebt die Temperatur des Selen, die Kurve *B* die Stromstärke oder die Leitungsfähigkeit des Selen an, während Kurve *C* die berechnete Kurve darstellt, nach welcher die Temperatur im inneren Gefäße steigen müßte, wenn keine selbstthätige Temperaturveränderungen des Selen stattfänden. Die Abscissenaxe bezeichnet die seit der Eintauchung verflossene Zeit, die Ordinatenaxe gleichzeitig die Temperatur des Selen in Kurve *A* und die Leitungsfähigkeit desselben in Kurve *B*.

Es ergibt sich aus der Betrachtung dieser Kurven, daß etwa $2\frac{1}{2}$ Minuten vergingen, bis eine Temperaturzunahme des Selen bemerklich wurde. Nach Verlauf von 5 Minuten hat sie 80° erreicht, ohne von der Normalkurve abzuweichen. Dann steigt sie schnell über die Normalkurve und bleibt bedeutend über derselben, bis die Schmelzung bei 217° beginnt.

Das Maximum der Erhebung der Selen-Temperatur über die der Normalkurve findet etwa bei 170° statt und beträgt hier circa 13° . Von hier ab nähert sie sich wieder der letzteren, schneidet sie bei 215° , zeigt dann über 15 Minuten lang ziemlich constante Temperatur, nähert sich darauf wieder, anfänglich schnell, später langsamer, der Normalkurve, ohne sie vollständig zu erreichen. Es zeigt dies Verhalten, in Uebereinstimmung mit Hittorf, daß

das amorphe Selen bei etwa 80° C. sich in krystallinisches umzuwandeln beginnt und dabei eine latente Wärme ganz oder doch zum grofsen Theil abgiebt. Etwa bei 170° hat diese Wärmeentwicklung ihr Maximum erreicht und die Temperatur des Selen steigt von jetzt ab langsamer als die der Normalkurve. Bei 217° beginnt das Selen zu schmelzen und es wird von ihm wieder Wärme absorbiert, wodurch bewirkt wird, dafs seine Temperatur beinahe 20 Minuten nahe constant bleibt. Darauf nähert sie sich wieder der Normalkurve, anfangs schnell, dann langsam, ohne sie vollständig zu erreichen.

Während dieser Temperaturänderungen des Selen sind nun ganz merkwürdige Veränderungen seiner Leitungsfähigkeit zu constatiren, wie sie durch Kurve *B* veranschaulicht werden. 5 Minuten nach der Eintauchung des Tiegels, also bei der Selen-Temperatur von 80° , war das Selen noch vollständig nichtleitend. Nach 10 Minuten, bei der Selen-Temperatur 162° , war die Ablenkung des Spiegels schon 870 Scalentheile, nach weiteren 5 Minuten, bei der Selen-Temperatur 200° , war sie 152 und nach abermals 5 Minuten bei der Selen-Temperatur 215 nur noch 120 Scalentheile. Während der jetzt vor sich gehenden Schmelzung des Selen fiel die Ablenkung auf 70, stieg dann mit wachsender Temperatur des geschmolzenen Selen erst schneller, später langsamer bis 300. Eine Grenze des Ansteigens der Leitungsfähigkeit war hier nach Verlauf von 140 Minuten nach der Eintauchung des Tiegels noch nicht zu erkennen, obschon die Selen-Temperatur bereits nach Verlauf von 60 Minuten constant geworden war.

Die Zahlenwerthe dieser Versuchsreihe können nur einen relativen Werth haben, da die von Wärme schlecht leitendem, starrem Selen umschlossene Thermometerkugel, bei steigender Temperatur durch Wärmezufufs von ausfen, immer zu niedrige Werthe angeben mufste, wogegen sie bei innerer Wärmeentwicklung höhere Temperaturen zeigen konnte als die des Selen in der Nähe der Tiegelwand,

welches mit den Kohlencylindern in Berührung war; sie bestätigen aber vollständig die Hittorf'schen Beobachtungen, wonach das amorphe Selen bei ca. 80° C. seine Umwandlung in krystallinisches Selen beginnt, dabei eine bedeutende Wärmemenge entbindet und leitend für Elektrizität wird. Es bestätigt sich ferner Hittorf's Angabe, daß die Leitungsfähigkeit des krystallinischen Selens mit der Temperatur in steigender Progression zunimmt und daß dieselbe sich mit Aufnahme der latenten Schmelzwärme bei gleichbleibender Temperatur wieder beträchtlich vermindert.

Es geht aus diesen Versuchen ferner hervor, daß auch die Leitungsfähigkeit des geschmolzenen Selens mit steigender Temperatur sich vergrößert. Ich fand bei einer anderen Versuchsreihe, bei welcher ein ähnlicher Specksteintiegel durch eine Flamme direkt erhitzt wurde, daß die Leitungsfähigkeit des geschmolzenen Selens bis zur Temperatur von 350° , bei welcher bereits eine reichliche Verdampfung eintrat, noch fortwährend wuchs. Eine auffallende Erscheinung ist hierbei die, daß sowohl beim festen wie beim geschmolzenen Selen die Leitungsfähigkeit sich mit der Dauer der Erhitzung vermindert, so daß es bei schneller Erhitzung auf eine bestimmte Temperatur weit besser leitet, wie bei langsamer Erhitzung auf dieselbe, so wie ferner, daß durch andauernden Strom durch erhitztes Selen ebenfalls eine schnelle Verminderung der Leitungsfähigkeit herbeigeführt wird, wie wenn eine Polarisierung einträte, welche dem Durchgange des Stromes entgegenwirkte. Die angestellten zahlreichen Messungen der Temperatur und der zugehörigen Leitungsfähigkeit konnten aus diesen Gründen keine übereinstimmenden Zahlenwerthe ergeben. Als ein lehrreiches Beispiel dieser Versuche ist in Taf. 3 Fig. 2, eine Kurventafel dargestellt, welche ziemlich übereinstimmend die Abhängigkeit der Leitungsfähigkeit von der Temperatur bei sehr langsamer, mehrere Stunden dauernder Erwärmung und Abkühlung zur Anschauung bringt. Das im Specksteintiegel befindliche Selen

war erst durch Abkühlung amorph gemacht, dann auf 150° erhitzt und mehrere Stunden auf dieser Temperatur erhalten, worauf es langsam abgekühlt wurde. Es mußte also krystallinisches Selen sein, welches seine latente Wärme bereits abgegeben hatte. Kurve *A* zeigt nun die Steigerung der Leitungsfähigkeit mit der Zunahme der in der Abscissenaxe angegebenen Temperatur. Die Messung geschah derart, daß durch einen Morse-Taster eine Daniell'sche Zelle in den aus dem Selen, den Gaskohlenspitzen und dem Galvanometerdraht gebildeten Schließungskreis so lange eingeschaltet wurde, bis die Ablenkung des Spiegels ein Maximum geworden war. Da das Galvanometer vollkommen aperiodisch war, so fiel dies Maximum des Ausschlages mit der dauernden Ablenkung vollkommen zusammen. Beim Loslassen des Tasters wurde die Daniell'sche Zelle ausgeschaltet. Es bot diese Methode den Vortheil, daß man mit der Messung des Stromes gleich eine Messung der etwa vorhandenen Polarisation verbinden konnte. Wird nämlich durch Anbringung eines Richtstabes, in passender Entfernung unter dem Magnete des Galvanometers, die Richtkraft des letzteren so groß gemacht, daß die Aperiodicität gerade vollständig ist ohne überschritten zu sein, wie dies bei meinem Galvanometer ohne Richtstab der Fall ist, so geht der Spiegel bei Rückstromschaltung ebenso wie bei Unterbrechung des Stromes genau in seine 0-Stellung zurück, ohne darüber hinauszuschwanken. Ist aber Polarisation vorhanden, durchläuft also ein Rückstrom die Galvanometerwindungen während des Rückganges des Spiegels, so wirkt dieser Strom beschleunigend auf den Magnet und treibt ihn über die Ruhelage hinaus. Die Größe dieser Ueberschreitung der Ruhelage ist dann ein Maas der Stärke der Polarisation. Die später angeführten Polarisationsmessungen sind in dieser Weise ausgeführt, wenn nicht angegeben ist, daß sie mit der continuirlichen Wippe, oder ohne gleichzeitige Strommessung, von der Ruhestellung aus, angestellt sind.

Wie sich aus dem Anblick der Kurve *A, A'* ergibt,

nimmt die Leitungsfähigkeit mit wachsender Temperatur in schneller Progression zu. Bei der ersten Messung bei 50° C. war sie 15, bei 100°: 78, bei 150°: 290, bei 200°: 927. Auf dieser Temperatur wurde das Bad 15 Minuten lang erhalten. Die Leitungsfähigkeit sank dadurch auf 819 zurück und erhob sich erst nach weiterer Erhitzung auf 203° wieder bis 923. Als die Temperatur nun wieder 50 Minuten nahe constant erhalten wurde, sank die Leitungsfähigkeit wieder bis auf 815 hinab. Bei der jetzt beginnenden Abkühlung war sie bei 200°: 789, bei 150°: 267, bei 130°: 170, wo der Versuch abgebrochen werden mußte. Am folgenden Tage wurde der Versuch in gleicher Weise wiederholt und ergab die ähnlichen in Kurve A bei aufsteigenden und Kurve A' bei fallenden Temperaturen dargestellten Kurven. Dr. Frölich hat versucht eine empirische Formel für die Abhängigkeit der Leitungsfähigkeit von der Temperatur aufzustellen. Die Kurve B ist nach der von ihm gefundenen Formel $k = C + a \cdot e^{at}$, oder in Zahlen $k = -17 + 8,48, (1,025)^t$, gezeichnet. Hiernach ist, da $C = k_{-\infty}$, d. h. die Leitungsfähigkeit bei sehr niedriger Temperatur,

$$k' = k - k_{-\infty} = a \cdot e^{at},$$

$$\frac{dk'}{dt} = a \cdot k',$$

d. h. das Wachsthum der Leitungsfähigkeit k' proportional mit k' selbst.

Die beschriebenen Versuche waren mit Zuleitungen aus Gaskohle angestellt, um sicher zu sein, daß keine Verbindung des geschmolzenen oder stark erhitzten Selen mit denselben einträte. Nachdem ich mich aber überzeugt hatte, daß weder Platina noch Eisen von festem Selen angegriffen wird, benutzte ich bei den weiteren Versuchen die weit bequemerem, oben beschriebenen Drahtspiralen oder Gitter, deren Zwischenräume mit Selen ausgefüllt waren.

Es kam mir jetzt vor allen Dingen darauf an, Anhaltspunkte zur Erklärung der merkwürdigen Thatsache zu

finden, daß amorphes Selen längere Zeit auf 200 bis 210° erhitzt, seine physikalischen Eigenschaften so vollständig ändert, daß seine Leitungsfähigkeit bei gewöhnlicher Temperatur 30 bis 50 mal größer wird als die des durch Erhitzung auf 100 bis 150° krystallinisch gemachten Selen, und jetzt mit steigender Temperatur sich vermindert während die des letzteren sich vergrößert. Es erschien mir wahrscheinlich, daß diese Umwandlung in innigem Zusammenhange mit der Erscheinung stehen müsse, daß die Leitungsfähigkeit des Selen sich bei höheren Temperaturen mit der Zeit der Erhitzung vermindert.

Zwei Drahtgitter aus 10 parallelen Drähten von 0,04 Mm. Dicke im Abstände von 1 Mm., etwa 12 Mm. im Quadrat groß, wurden zwischen zwei Glimmerblättern im Abstände von 0,7 M. mit amorphem Selen ausgefüllt. Die Einrichtung war so getroffen, daß die Verlängerung der beiden Gitterdrähte aus dem Paraffinbade, in welches sie eingetaucht wurden, hervorragten und leicht mit den Galvanometerdrähten verbunden werden konnten. Es wurde dann das Paraffin schnell auf 200° C. erhitzt. Bis zur Temperatur 100° C. war kein Strom zwischen beiden Gitterdrähten durch eine Batterie von 6 Elementen wahrzunehmen. Dann begannen beide Gitter zu leiten und bei 180° war der Strom eines Daniells nur mit Hilfe einer am Galvanometer angebrachten Nebenschließung zu messen, welche seine Empfindlichkeit auf $\frac{1}{10}$ verminderte. Bei 200° erreichte der Strom bei beiden Gittern sein Maximum. Gitter No. 33 hatte die Leitungsfähigkeit 2720, Gitter No. 36 die Leitungsfähigkeit 2120. Die Temperatur wurde nun 4 Stunden lang constant erhalten. Nach der ersten Stunde war die Leitungsfähigkeit von dem ersten auf 1240, die vom zweiten auf 940 gesunken. Nach Verlauf der zweiten Stunde war die Leitungsfähigkeit des ersten noch 1090, die des zweiten 820, und nach Verlauf der vierten Stunde waren sie 1000 resp. 800. Es wurde jetzt No. 36 rasch durch Eintauchen in kaltes Petroleum abgekühlt, während No. 33 langsam abgekühlt und während dieser Zeit die Leitungs-

fähigkeit von Zeit zu Zeit gemessen wurde. Das letztere hatte bei 180° die Leitungsfähigkeit 1020, bei 150° die Leitungsfähigkeit 2460, bei 130° die Leitungsfähigkeit 5730, bei 120° die Leitungsfähigkeit 8320. Bei 100° ging der Spiegel über die Scala und es mußte ein größerer Nebenschluß am Galvanometer angebracht werden, welcher seine Empfindlichkeit auf $\frac{1}{23}$ reducirte. Die Leitungsfähigkeit war nun bei 100°: 17020, bei 80°: 21280 und nahm von hier ab langsam wieder ab. Da das Paraffin bei 60° erstarrte, so nahm auch dessen Temperatur von hier an nur sehr langsam ab. Nach vollständiger Abkühlung am anderen Tage war die Leitungsfähigkeit nur noch 6190.

Das rasch von der Temperatur 200° in kaltem Petroleum abgekühlte Gitter No. 33 hatte nach der Abkühlung die Leitungsfähigkeit 16450 und ging jetzt continuirlich, erst schneller, dann immer langsamer, zurück. Nach $\frac{1}{2}$ Stunden war sie noch 14330 und am nächsten Tage noch 7710.

Es folgt aus diesen Versuchen, daß das längere Zeit auf 200° erhitze amorphe Selen eine Umwandlung erfährt, durch die seine Leitungsfähigkeit bei dieser Temperatur bis auf etwa $\frac{1}{2}$ ihrer anfänglichen GröÙe vermindert wird. Es hat dann die Eigenschaft der Metalle, daß die Leitungsfähigkeit bei abnehmender Temperatur wächst, während dieselbe bei krystallinischem Selen, welches nicht längere Zeit erhitzt war, mit abnehmender Temperatur rasch abnimmt.

Bei schneller Abkühlung zur Lufttemperatur leitet das abgekühlte Selen über 16 mal besser wie bei der Temperatur von 200°. Es behält diese große Leitungsfähigkeit aber nicht dauernd. Dieselbe verliert sich nach und nach wieder und nähert sich erst nach Verlauf mehrerer Tage einer Constanten.

Hat die Erhitzung des Selens auf 200 bis 210° so lange gedauert, bis keine weitere Verminderung der Leitungsfähigkeit mehr stattfindet, so beginnt bei eintretender Abkühlung sofort die Vergrößerung der Leitungsfähigkeit. War diese Grenze nicht erreicht, so nimmt die Leitungs-

fähigkeit bei eintretender Abkühlung zuerst ab, nähert sich dann einem Wendepunkte, von dem ab sie dann wieder zunimmt. Die Höhelage dieses Wendepunktes hängt von der Dauer der Erhitzung, und der durch sie herbeigeführten Verminderung der Leitungsfähigkeit während derselben ab. Dauert die Erhitzung nur kurze Zeit, so wird der Charakter des Selen dadurch nicht geändert; seine Leitungsfähigkeit vermindert sich fortwährend mit der Erniedrigung der Temperatur, wie bei unverändertem krystallinischen Selen.

Das Gitter, mit welchem dies letztere constatirt ward, wurde darauf 8 Minuten in das Paraffinbad von 205° getaucht und dann durch einen Luftstrom, nachdem es aus dem Bade genommen war, rasch abgekühlt. Seine Leitungsfähigkeit war während dieser Zeit von 100, die es etwa 15 Sec. nach der Eintauchung angenommen hatte, auf 39 gefallen. Bei der Abkühlung fiel seine Leitungsfähigkeit schnell auf 5 hinab und stieg dann wieder auf 37. Nachdem es wiederum $\frac{1}{4}$ Stunde erhitzt war, fiel die Leitungsfähigkeit nach der Abkühlung von Leitungsfähigkeit 132, die es jetzt im Paraffinbade von 212° angenommen hatte, auf 50 und stieg darauf bis 200. Es behielt diese erhöhte Leitungsfähigkeit aber nicht, sondern sie sank nach und nach auf einen geringen Betrag.

Es muß hierbei bemerkt werden, daß das beschriebene merkwürdige Verhalten des Selen, bei andauernder Erhitzung auf 200° den Charakter der metallischen Stromleitung anzunehmen, nur dann in dieser Weise beobachtet wurde, wenn amorphes Selen direkt auf 200° erhitzt ward. War es erst längere Zeit auf 100° erhitzt und dadurch vollständig in einfaches krystallinisches Selen umgewandelt, so trat diese Umwandlung bei weiterer andauernder Erhitzung auf 200° gar nicht oder doch nur in weit geringerem Maße ein. Ebenso ist Selen, welches aus dem flüssigen Zustande direkt in den krystallinischen Zustand übergeführt ist, was eintritt, wenn man Selen schmilzt und dann sehr lange in einer Temperatur von 200 bis 210° er-

hält,
dern
gew
dem
Ein
mit
Para
 230°
 205°
regu
zwis
Beim
dem
broc
sich
linis
Mas
unte
senk
gew
von
Sele
daß
Sele
Glas
sicht
wan
ein C
Lag
Neb
nete
sche
auf
und
Sele
Wid
tung
Po

hält, nicht metallisch leitend, wie ich früher annahm, sondern verhält sich wie das bei geringerer Temperatur umgewandelte krystallinische Selen. Diese Krystallisation aus dem flüssigen Zustande geht äußerst langsam vor sich. Ein Glasrohr von 6 Mm. Weite, welches auf $\frac{2}{3}$ seiner Länge mit Selen gefüllt war, wurde zugeschmolzen und in einem Paraffinbade erst eine Stunde lang zur Temperatur von 230° erhitzt. Die Temperatur des Bades wurde dann auf 205° erniedrigt und mit Hilfe eines mechanischen Wärmeregulators während 24 Stunden unausgesetzt auf einer zwischen 205 und 208° schwankenden Temperatur erhalten. Beim Herausnehmen des Rohres erschien das Selen in demselben gänzlich erstarrt zu sein. Als es jedoch zerbrochen wurde, nachdem es schnell abgekühlt war, zeigte sich, daß nur der obere Theil der Masse grob krystallinisch war, während der untere Theil, etwa $\frac{1}{3}$ der ganzen Masse, noch aus amorphem Selen bestand. Es wird der untere Theil des Bades, in welchem das Rohr sich in senkrechter Lage befand, wahrscheinlich etwas wärmer gewesen sein als der obere und daher die Krystallisation von oben begonnen haben. Die Masse des krystallinischen Selens war blasig, was vielleicht damit zusammenhing, daß bei Oeffnung des Rohres ein starker Geruch nach Selen-Wasserstoff sich verbreitete. Das Selen wie das Glasrohr waren zwar lufttrocken, doch waren keine Vorsichtsmaafsregeln zur Abhaltung von Wasserdampf angewandt. Es wurde aus dieser krystallinischen Selenstange ein Cylinder geschnitten und dieser zwischen zwei mit einer Lage Kupferamalgalam bedeckten Metallplatten eingespannt. Neben diesem, in der beifolgenden Tabelle mit *A* bezeichneten Selencylinder wurde ein ähnlicher aus krystallinischem Selen, das durch Erhitzung des amorphen Selens auf 100° C. erzeugt war und die Bezeichnung *B* trägt, und eines dritten durch 10stündige Erhitzung amorphen Selens auf 200° erzeugten und mit *C* bezeichneten, der Widerstandsmessung unterzogen und die spezifische Leitungsfähigkeit der Masse bei 15° C. — auf Leitungsfähig-

keit des Quecksilbers als Einheit bezogen — gemessen. Diese Zahlen machen jedoch nur auf geringe Genauigkeit Anspruch, da namentlich bei *C* die einzelnen Bestimmungen erheblich von einander abweichen.

	<i>A</i> (Mod. III)	<i>B</i> (Mod. I)	<i>C</i> (Mod. II)
Leitungs- fähigkeit:	1 80000 Mill.	1 1.4 Bill.	1 4000 Mill.

Im Folgenden wird stets

Mod. I: Selen, welches wie Cylinder *B*,

Mod. II: Selen, welches wie Cylinder *C*,

Mod. III: Selen, welches wie Cylinder *A*
behandelt wurde, bezeichnen.

Eine sehr merkwürdige Eigenschaft des krystallinischen Selen der Mod. II ist die von Adams beobachtete, daß seine Leitungsfähigkeit mit der elektromotorischen Kraft der zur Messung benutzten Batterie zunimmt. Bei den Versuchen der folgenden Tabelle wurde ein durch lange Erhitzung auf 205° umgewandeltes Selengitter der Mod. II benutzt. Das Gitter wurde in Petroleum getaucht, welches durch umgebendes schmelzendes Eis auf der constanten Temperatur von 1,3° C. erhalten wurde.

Zahl der Elemente	1	2	3	4	5	6	7	8	9	1
Ablenkung des Spiegels	98	196	298	400	507	615	726	838	950	98
Berechnet 98 . n.	98	196	294	392	490	588	686	784	882	
Differenz		0	0	4	8	17	27	40	54	68

Da das mit den beiden Glimmerblättern, zwischen denen es lag, nicht viel über 0,5 Mm. dicke Gitter von Petroleum von constanter Temperatur umgeben war, so konnten die Messungen durch Erwärmung durch den Strom nicht sehr beeinträchtigt sein. Da Erwärmung bei dem Selen Mod. II. die Leitungsfähigkeit desselben vermindert, so könnten jedoch die gemessenen Werthe bei größerer Zellenzahl vielleicht noch etwas zu klein ausgefallen seyn.

Bei höheren Temperaturen fällt die Steigerung der Leitungsfähigkeit mit wachsender elektromot. Kraft etwas geringer aus. Als dasselbe Gitter auf 18° erhalten wurde, erhielt man:

Zahl der Elemente	1	2	3	4	5	6	7	8
Ablenkung des Spiegels	113	228	343	460	578	698	818	938
Berechnet	113	226	339	452	565	678	791	904
Differenz	0	2	4	7	13	20	27	34

Die absoluten Werthe beider Versuchsreihen sind nicht vergleichbar, da die Leitungsfähigkeit des Gitters sich am folgenden Tage geändert hatte und der Galvanometer-Nebenschluß verschieden war. Es scheint hiernach, daß diese Eigenthümlichkeit des Selen mit Annäherung an seinen Wendepunkt, der bei diesem Gitter zwischen 30 und 40° lag, mehr und mehr verschwindet. Bei Selen der Mod. I, welches nicht höher wie 150° erhitzt ist, ist diese Erscheinung nur bei sehr geringen elektromotorischen Kräften noch nachzuweisen. Werden Erwärmung und Veränderung der Leitungsfähigkeit durch andauernde Ströme vermieden, so bleibt die Leitungsfähigkeit bei Anwendung von 1 bis 15 Elementen bei ihm ziemlich unverändert. Da Adam's Selenstange die Eigenschaften der Mod. II. hatte, wahrscheinlich weil sie zufällig bei sehr hoher Temperatur aus amorphem Selen umgewandelt war, so ist erklärlich, daß er die Zunahme der Leitungsfähigkeit bei Anwendung größerer elektromotorischen Kräfte für eine allgemeine Eigenschaft des krystallinischen Selen hielt.

Die gleiche elektromotorische Kraft der benutzten Daniell'schen Zellen, welche bei diesen Versuchen sowohl wie bei allen späteren sehr constante Daniell'sche Ketten, sogenannte Papplemente waren, wurde vor Anstellung der Versuche constatirt.

Es ist schon hervorgehoben, daß der galvanische Strom die Leitungsfähigkeit des Selen verändert. Diese Aenderung geschieht stets in demselben Sinne, als wenn es durch den

Strom erwärmt wäre. Es nimmt also durch dauernden Strom die Leitungsfähigkeit von Mod. I zu und die von Mod. II ab. Wäre aber die Erwärmung der Selenmasse die Ursache der Veränderung, so müßte die Veränderung den Quadraten der Stromstärke proportional sein und sie müßte weit geringer sein, wenn die Gitter durch ihre Umgebung auf constanter Temperatur erhalten werden. Es ist dies aber nicht der Fall. Die Versuche wurden mit gleichen Gittern gemacht, von denen das eine Mod. I, das andere Mod. II war. Die Ergebnisse derselben sind in Taf. III Fig. 3 graphisch dargestellt. Beide Gitter befanden sich in Petroleum von der Temperatur der Luft. Mod. I wurde durch 12, Mod. II durch 3 eingeschaltete Daniell'sche Zellen dauernd durch den Galvanometerdraht geschlossen. Die Abscissenaxe giebt die Zeit der Schließung des Stromlaufes durch das Gitter in Minuten, die Ordinatenaxe die beobachteten Ablenkungen des Spiegels, dessen Ruhelage häufig controlirt wurde. Kurve *A* giebt die Leitungsfähigkeit des Gitters der Mod. I an und zwar wurde dieselbe hier, wie bei den übrigen Kurven, nach jeder Temperaturänderung von 5° beobachtet. Wie ersichtlich, steigt die Leitungsfähigkeit fortwährend und zwar erst schnell und mit der Zeit immer langsamer, so daß sie sich asymptotisch einer Constanten zu nähern scheint.

Die in den Kurven *B* und *C* dargestellten Versuche sind mit dem Gitter der Mod. II und 3 Zellen angestellt, und zwar war das Gitter bei der Versuchsreihe *B* in Luft von constanter Temperatur, bei Versuchsreihe der Kurve *C*, welche am folgenden Tage ausgeführt wurde, in Petroleum von nahe gleicher Temperatur. Da die elektromotorische Kraft der benutzten Batterie nur $\frac{1}{4}$ derjenigen war, mit welcher die Versuchsreihe der Kurve *A* ausgeführt wurde, so müssen die Ordinaten der ersteren mit 4 multiplicirt werden, um mit denen der letzteren vergleichbar zu sein.

Es ergibt sich aus diesen Kurven, daß die Leitungsfähigkeit erst schnell, dann langsamer, fortwährend abnimmt. Nach Aufhören des Stromes nimmt das Selen

nach
fähig
mas
der
den

geko
bed
derl
die
Um
von
zuh
flüs
die
geh
Pol
über
gan
die
Lei
bis
Str
sch
als
zu
100
sch
gel
auf
als
du
zw
vo
all
zu
be

nach Verlauf einer längeren Zeit seine frühere Leitungsfähigkeit nahe wieder an. Wäre die Erhitzung der Selenmasse durch den Strom die Ursache der Verminderung der Leitungsfähigkeit, so müßte eine beträchtliche Verschiedenheit zwischen den Kurven *B* und *C* vorhanden sein.

Wird die Richtung des Stromes durch das Selen umgekehrt, nachdem seine Leitungsfähigkeit durch den Strom bedeutend vermindert ist, so beobachtet man sehr veränderliche und schwer vorherzubestimmende Erscheinungen, die zum Theil von der mehr oder weniger vollständigen Umwandlung des Selen in Mod. I oder II, zum Theil von der Zeit, die seit der Umwandlung verflossen ist, abzuhängen scheinen. Manche Gitter sind nur geringen Einflüssen des Stromes unterworfen und zeigen auch nicht die geringste Polarisation, selbst wenn sie mit einer schnellgehenden Wippe darauf geprüft werden. Bei anderen tritt Polarisation auf, wenn die Stromstärke eine gewisse Grenze überschreitet, bei noch anderen endlich tritt sie auch bei ganz schwachen elektromotorischen Kräften schon auf. Bei diesen, gewöhnlich frisch umgewandelten Gittern sinkt die Leitungsfähigkeit bei andauerndem Strome nach und nach bis auf einen ganz geringen Betrag. Kehrt man nun die Stromrichtung um, so erhält man keinen Polarisationsauschlag; die erste Ablenkung des Spiegels ist nicht größer als sie vor der Umkehr war, fängt aber bald darauf an zu steigen und der Strom kann in wenig Minuten den 1000fachen Betrag des anfänglichen erreichen. Nach Ueberschreitung des Maximums fällt die Ablenkung wieder und geht bei längerer Fortdauer des Stromes langsam wieder auf den ersten geringen Betrag zurück. Es schien zuerst, als wenn man es hier mit Peltier'schen Strömen, die durch Erwärmung und Abkühlung der Berührungsflächen zwischen Selen und Gitterdrähten durch den Strom hervorgerufen wären, zu thun hätte, doch ist dadurch das allmähliche Ansteigen des Stromes nach der Umkehr nicht zu erklären. Man wird aber lebhaft an die von Hittorf beschriebenen eigenthümlichen Erscheinungen erinnert, die

derselbe beim Halb-Schwefelkupfer beobachtet hat. Dieselben sind in ähnlicher Weise auch bei fehlerhaften Unterseekabeln bemerklich, wenn sie durch vulkanisirtes Kautschuck oder Guttapercha isolirt sind, ferner bei den sogen. unipolaren Leitern, wie Seife etc., und sind hier auf eine elektrolytische Aenderung dieser Körper an den Contactflächen und in deren Umgebung zurückzuführen.

Ganz absonderlich ist auch das Verhalten des Selen bei eintretendem Temperaturwechsel. Das Selen nimmt, sobald seine Temperatur verändert ist, sofort eine dieser Temperatur entsprechende Leitungsfähigkeit an und zwar bei steigender Temperatur eine gröfsere, wenn es aus Mod. I, eine geringere, wenn es aus Mod. II. besteht. Es behält aber diese Leitungsfähigkeit nicht dauernd. Bei Mod. II. sinkt dieselbe nach jeder Temperaturänderung, mag dieselbe in einer Erhöhung oder einer Erniedrigung bestanden haben, und nähert sich erst schnell, dann langsamer einem Grenzwerte. Je tiefer unter dem Wendepunkte die Temperatur liegt, die dem Selen ertheilt wird, desto gröfsere ist die Leitungsfähigkeit, die es sogleich annimmt, desto schneller und gröfsere ist aber auch der Rückgang derselben. Wird es später wieder auf die höhere Temperatur gebracht, so nimmt es allmählig die derselben entsprechende Leitungsfähigkeit wieder an, erreicht sie aber nicht vollständig wieder, wenn die Temperaturdifferenz beträchtlich war. Ist das Selen lange in der niederen Temperatur gewesen und seine Leitungsfähigkeit auf ein Minimum hinabgesunken, so kann die eigenthümliche Erscheinung eintreten, dafs eine Temperaturerhöhung im ersten Augenblicke eine Erhöhung der Leitungsfähigkeit bei der Mod. II hervorbringt, wenn die Leitungsfähigkeit bei der niedrigen Temperatur unter diejenige, die der höheren Temperatur zukommt, hinabgesunken war. Ist dann das Minimum für diese Temperatur eingetreten, so fällt dies aber wieder niedriger aus als das Minimum, welches bei der höheren Temperatur eintrat.

Sehr grofse Abkühlung, z. B. eine Temperaturerniedri-

gung auf -15° , scheint die metallische Eigenschaft der Mod. II gänzlich zu zerstören oder drückt doch mindestens den Wendepunkt bis unter die Lufttemperatur hinab, so daß ein Gitter der Mod. II nach einer solchen Abkühlung die Eigenschaften der Mod. I zeigt.

Bei Gittern der Mod. I sind diese Erscheinungen constanter. Die Leitungsfähigkeit geht bei Temperaturerhöhung so wie bei Temperaturniedrigung erst schnell, dann langsamer direkt auf die der betreffenden Temperatur zugehörige GröÙe.

Es ist hier noch eine Erscheinung hervorzuheben, der man bei den Versuchen mit Selen begegnet und die sehr störend in die meinigen eingriff, ehe es gelang, die Ursache derselben zu erkennen oder doch wenigstens die Bedingungen festzustellen, unter denen sie eintritt. Während es in der Regel, wenigstens bei älteren Selengittern, bei denen die oben beschriebene Polarisation nicht mehr eintritt, für die Widerstandsmessung ganz gleichgiltig ist, welches die Richtung des Stromes durch das Selen ist, tritt bisweilen der Fall ein, daß die Widerstandsmessung bei der einen Stromrichtung viel größer — bisweilen über doppelt so groß — ausfällt als bei der anderen. Es hat sich nun gezeigt, daß diese auffällige Erscheinung dann eintritt, wenn die Berührungsfläche zwischen dem Selen und den Zuleitungsdrähten sehr ungleich groß sind. Als ich zu Beleuchtungsversuchen beide Seiten eines etwa $\frac{1}{2}$ Mm. dicken Selenplättchens der Mod. II mit einem Drahtgitter aus 0,03 dicken Platinadrähten versehen hatte, die auf der einen Seite des Plättchens 1 Mm., auf der anderen $\frac{1}{2}$ Mm. Abstand von einander hatten, zeigte sich, daß die Leitungsfähigkeit des Plättchens etwa doppelt so groß war, wenn das zwischen den beiden Drahtgittern eingeschaltete Element so angelegt war, daß der Kupferpol mit dem aus 10 parallelen Drähten bestehenden weiten Gitter, der Zinkpol mit dem aus 20 Drähten bestehenden engen Gitter von $\frac{1}{2}$ Mm. Abstand verbunden war, als bei der umgekehrten Einschaltung.

Bei zwei möglichst gleich angefertigten Doppelgittern der beschriebenen Art, *A* und *B*, ergaben sich für die angegebenen Schaltungen die Leitungsfähigkeiten:

	Kupferpol am 10 drähtigen Gitter	Kupferpol am 20 drähtigen Gitter	Verhältniß
Doppelgitter <i>A</i>	460	244	0,49
Doppelgitter <i>B</i>	282	192	0,67

Es scheint hiernach, als wenn hier der Leitungswiderstand des Selen fast ganz von der GröÙe der positiven Anode abhängig ist. Die früher bei gleich großen Zuleitungsflächen beobachtete ähnliche Erscheinung erklärte sich danach einfach dadurch, daß beide nicht in gleich inniger, leitender Verbindung mit der Selenmasse waren. Polarisation war in allen diesen Fällen nicht vorhanden.

Bei Mod. I und dem aus flüssigem Selen krystallisirten, viel grobkörnigeren und besser leitenden Selen, welches wir Mod. III nennen wollen, hat sich diese Erscheinung nicht gezeigt.

Durch die beschriebenen Versuche ist ersichtlich, daß das krystallinische Selen sich in seinem Verhalten gegen Wärme und Elektrizität wesentlich von den anderen einfachen Körpern unterscheidet. Mit dem Tellur und der Kohle hat es die abweichende Eigenschaft gemein, die Elektrizität besser bei höherer Temperatur zu leiten, während alle übrigen einfachen, die Elektrizität leitenden Körper, d. i. die Metalle, dieselbe bei niedriger Temperatur besser leiten. Das Selen behält aber diese Eigenschaft nicht bei allen Temperaturen bei, sondern verliert sie bei längerer Erhitzung auf 200° C. und verhält sich dann der Elektrizität gegenüber ebenfalls wie ein Metall, d. i. seine Leitungsfähigkeit nimmt mit der Abkühlung zu. Dieser metallische Zustand des bei höherer Temperatur in den krystallinischen Zustand übergeführten amorphen Selen ist

aber nicht stabil. Er bildet sich bei und nach der Abkühlung langsam wieder in den des nicht metallisch, sondern elektrolytisch leitenden, bei geringerer Temperatur krystallinisch gewordenen Selen zurück, bis auf einen im letzteren gelöst bleibenden Rest, dessen Gröfse von der Höhe der Temperatur, bis zu welcher es abgekühlt wurde, abhängt. Da das Selen ein einfacher Körper ist, so können es nicht eigentliche chemische Verbindungen oder Umwandlungen sein, welche diese verschiedenen Zustände bedingen, und es liegt die Annahme nahe, dafs es ein dritter allotroper Zustand ist, den das feste Selen bei längerer Erhitzung auf 200° C. annimmt, ein Zustand, der nur bei dieser Temperatur stabil ist und bei niedrigeren Temperaturen nur dadurch vor gänzlicher Zerstörung und Umbildung in elektrolytisch leitendes Selen geschützt wird, dafs es in diesem gelöst oder mit ihm verbunden ist. Es erklärt sich hierdurch das Auftreten eines Wendepunktes, bei dessen Ueberschreitung die metallische Leitung in die den Charakter der elektrolytischen Leitung tragende übergeht, so wie das Herabsinken desselben mit der Zeit und der Temperaturerniedrigung. Diese Anschauung wird noch durch manche andere Erscheinungen und Analogieen unterstützt.

Durch Arndsen¹⁾ ist nachgewiesen und anderseitig mehrfach constatirt, dafs der Leitungswiderstand eines reinen festen Metalles nahe gradlinig vom absoluten Nullpunkte der Temperatur bis in die Nähe seines Schmelzpunktes steigt. Man kann dies auch so ausdrücken, dafs der spezifische Leitungswiderstand eines reinen, festen Metalles der absoluten Wärmemenge äquivalent ist, welche das Metall enthält. Einfache Metalle in festem Zustande können demnach keine latente Wärme enthalten und es ist nicht unwahrscheinlich, dafs gerade hierin die Bedingung der metallischen Leitung zu suchen ist. Durch Matthiessen²⁾ ist nämlich für Kalium und Natrium, durch

1) Pogg. Ann. Bd. 104, S. 1 u. Bd. 105, S. 148.

2) Pogg. Ann. Bd. 100, S. 177.

nich¹⁾ für Zinn direkt, für Kupfer, Silber und Zink indirekt nachgewiesen, daß durch Aufnahme der latenten Schmelzwärme eine sprungweise Erhöhung des Leitungswiderstandes eintritt. Diese Erhöhung beginnt schon in geringem Maasse vor der Schmelztemperatur und dauert nach Eintritt des flüssigen Zustandes noch fort — was man vielleicht durch eine schon beginnende und noch nicht ganz vollendete Schmelzung erklären kann. — Nach meinen früheren Versuchen, die für das Zinn in Taf. III Fig. 4 graphisch dargestellt sind, würde die Widerstandszunahme des Zinns nach Aufnahme der latenten Schmelzwärme etwa der durch eine Temperaturzunahme um ca. 511° C. hervorgerufenen entsprechen. Rudberg²⁾ giebt die latente Schmelzwärme des Zinns auf 13,314, Person³⁾ auf 14,25 an. Nimmt man die spezifische Wärme des Zinns zu 0,051 an, so würde die absolute Wärmemenge des Zinns in der Nähe eines Schmelzpunktes ca. 25,3 Wärmeeinheiten betragen, wenn man die Veränderung der spezifischen Wärme in der Nähe des Schmelzpunktes außer Betracht läßt, und die durch den Schmelzvorgang hinzutretende Wärmemenge dürfte nur einer Temperaturerhöhung von 259° entsprechen. Hiernach vergrößern beim Zinn latente und freie Wärme den Leitungswiderstand nicht in gleichem Maasse, sondern es ist der Einfluß der latenten Wärme nahe doppelt so groß wie der der freien.

Wenn es hiernach auch nicht zulässig ist, den Arndsen'schen Satz dahin zu erweitern, daß der Leitungswiderstand der reinen Metalle allgemein, also auch im geschmolzenen Zustande der absoluten Wärmemenge äquivalent ist, so bleibt es doch das am meisten charakteristische Merkmal des Metalles, daß sein Leitungswiderstand sowohl mit der Temperatur, als mit der latenten Wärme, die es aufnimmt, zunimmt. Es gilt dies auch von den Legirungen. Daß der Widerstand der sogenannten chemischen Legirungen

1) Pogg. Ann. Bd. 139, S. 99.

2) Pogg. Ann. Bd. 19, S. 133.

3) Pogg. Ann. Bd. 146, S. 300.

größer ist, wie der der gesonderten Metalle, aus denen sie bestehen, erklärt sich dadurch, daß sie beim Erstarren latente Wärme zurückbehalten, wie durch Rudberg¹⁾ und Andere constatirt ist.

Nimmt man die obige Definition für das Metall an, so kann man Selen und Tellur und überhaupt solche andere einfache Körper, wie die Kohle, die die Elektrizität zwar ohne Zersetzung leiten, deren Widerstand aber mit steigender Temperatur abnimmt, nicht zu ihnen rechnen. Da Selen aber nach längerer Erhitzung auf 200° bei dieser Temperatur metallisch leitet, so muß es in diesem Zustande als Metall angesehen werden. Die eingetretene Umwandlung kann, wie unter ähnlichen Umständen beim Phosphor, nur in einer Abgabe latenter Wärme gesucht werden. Man muß daher annehmen, daß das Selen im krystallinischen ebensowohl wie im amorphen Zustande eine allotrope Modification des metallischen, d. i. latente Wärme freien Selen ist, und daß es sich von den eigentlichen Metallen wesentlich dadurch unterscheidet, daß diese nur bei Veränderung ihres Aggregatzustandes, ersteres aber auch bei allen unter 200° liegenden Temperaturen latente Wärme aufnimmt.

Es liegt die Vermuthung nahe, daß Tellur und Kohle sich ähnlich verhalten. Vielleicht werden spätere Untersuchungen ergeben, daß auch alle die Elektrizität nicht leitenden einfachen Körper allotrope Zustände ihrer, für sich nicht existenzfähigen, einfachen Radicale sind, d. i. im festen Zustande latente Wärme enthalten und aus diesem Grunde Nichtleiter der Elektrizität sind, wie das amorphe Selen.

Es wird durch diese Theorie allerdings nicht direkt erklärt, wie es kommt, daß die auf der Grenze zwischen Metallen und Metalloiden stehenden Körper, wie Selen, Tellur und Kohle die Elektrizität mit steigender Temperatur besser leiten, obschon die Summe der enthaltenen Wärme größer wird. Da aber beim Selen mit steigender Temperatur offenbar die Kraft, mit welcher es die in den festen

1) Pogg. Ann. Bd. 121, S. 460.

Zustand mit übergeführte latente Wärme festhält, sich vermindert, derart daß es bei 80° schon beginnt einen Theil, bei 200° den Rest derselben abzugeben, so kann man annehmen, daß der elektrische Strom den ihm durch die latente Wärme entgegengesetzten Widerstand um so leichter überwindet je geringer diese Kraft, mithin je höher die Temperatur ist¹⁾.

Um an der Hand dieser Anschauung die eigenthümlichen und widerspruchsvollen Erscheinungen zu erklären, welche namentlich bei Mod. II, die danach als Lösung von metallischem in krystallinischem Selen zu betrachten wäre, beobachtet wurden, muß man annehmen, daß ein wesentlicher Theil des Widerstandes des Selen in den

1) Der Ausdruck, daß den Körpern eine Kraft beiwohnt, mit der sie die latente Wärme mehr oder weniger festhalten, ist nur bildlich zu nehmen. Nach der mechanischen Wärmetheorie kann man sich die Erscheinung, daß Körper bei bestimmten Temperaturen Wärme aufnehmen oder frei geben — sey sie mit Aenderung des Aggregatzustandes oder der Dichtigkeit verbunden oder nicht — nur so auffassen, daß die Körperelemente in eine veränderte Lage zu einander treten, zu deren Herbeiführung mehr oder weniger innere Arbeit im positiven oder negativen Sinne verbraucht wird, die dann als verschwindende oder auftretende freie Wärme zur Erscheinung kommt. Diesen verschiedenen Molekularzuständen muß nun eine gewisse Stabilität zugeschrieben werden, die sich mit steigender Temperatur vermindert. Ist die Temperatur erreicht, bei welcher der Zustand keine Stabilität mehr hat, so tritt eine neue Gleichgewichtslage der Körperelemente ein, die wiederum zwischen bestimmten Temperaturgrenzen stabil ist. Der metallische Zustand eines festen Körpers wäre demnach derjenige, bei dessen Herbeiführung keine Arbeit verbraucht ist — ein Zustand, welcher nur bei den Metallen stabil ist und welcher sie befähigt die Elektrizität zu leiten und zwar in der Weise, daß der Leitungswiderstand der absoluten Temperatur proportional ist.

Die elektrolytische Leitung hätte man sich darnach so vorzustellen, daß die Elektrizität den metallischen Molekularzustand vorübergehend herbeiführte — was sie um so leichter und vollständiger bewirken kann, je weniger stabil der vorhandene Molekularzustand ist, also je höher die Temperatur ist. Da geschmolzene Metalle die Elektrizität noch metallisch leiten, so muß man annehmen, daß durch die Schmelzung der metallische Charakter der gegenseitigen Lage der Körperelemente nicht verloren geht, wie es bei den allotropen Modificationen ohne Veränderung des Aggregatzustandes der Fall ist.

Grenzschichten desselben an den Zuleitungsflächen seinen Sitz hat und daß diese Grenzschichten durch den elektrischen Strom elektrolytisch verändert werden. Diese Veränderung kann unter Umständen darin bestehen, daß das metallische Selen vom krystallinischen getrennt und dadurch vorübergehend oder dauernd zerstört und in krystallinisches oder amorphes umgewandelt wird. Durch Umkehr des Stromes, durch Temperatur und Zeit, welche alle auf allmähliche Aenderung dieses wenig stabilen Zustandes einwirken, kann nachher eine Rückbildung oder anderweitige Umbildung herbeigeführt werden, durch welche die Leitungsfähigkeit sich wiederum ändert.

Eine eingehende Betrachtung und Klarstellung der speciellen Ursachen dieser Erscheinungen bedürfte weit eingehenderer und zeitraubenderer Versuche, wie es mir ihnen zu widmen möglich war. Sie sind aber wenigstens in einen gewissen ursächlichen Zusammenhang gebracht und es ist dadurch auch eine Grundlage für die Erklärung der räthselhaften Erscheinung gewonnen, daß die Leitungsfähigkeit des Selens durch Beleuchtung zunimmt, eine Erscheinung, welche die Veranlassung zu dieser Arbeit ist und ihre Fortsetzung bilden wird.

Schließlich habe ich den Hrn. Dr. Frölich und Dr. Obach, welche die zahlreichen und zum Theil schwierigen und zeitraubenden Versuche ausführten, von denen nur der kleinste Theil Aufnahme in Obigem finden konnte, für ihre werthvolle Unterstützung zu danken.

VII. Die Photographie der Töne; von Dr. med. S. Th. Stein.

Wenn man directes Sonnenlicht als Lichtquelle zur optischen Darstellung der Lissajous'schen Toncurven anwendet und an die Stelle des Schirmes, mit welchem man die Lichtbilder aufzufangen pflegt, eine lichtempfindliche, chemisch-präparirte Platte bringt, so könnten die bekannten geschlossenen durch zwei Stimmgabeln hervorgerufenen Tonfiguren auf einfache Weise nach den üblichen Methoden photographischer Aufnahmen fixirt werden. Auch für fortlaufende Ton-Lichtcurven ist dieses wohl möglich; solche entstehen bekanntlich, wenn man das nur von *einer* vibrirenden Stimmgabel reflectirte Licht durch Vermittelung eines rasch um seine Axe sich drehenden Planspiegels auf eine gegenüberliegende dunkle Wand wirft. Liefse man nun einen von dem Spiegel einer horizontal schwingenden Stimmgabel kommenden, auf- und abhüpfenden Sonnenstrahl durch ein photographisches Objectiv auf eine rasch vorbeigleitende präparirte Platte fallen, so würde auf derselben eine fixirbare Curve entstehen, deren Hügelzahl der Schwingungszahl der Stimmgabel genau entspräche.

Auf eine weitere Methode können Stimmgabelschwingungen photographirt werden, wenn man die Gabel an den Schwingungsenden durchbohrt (Fig. 1 i), oder an jedem Ende der Stimmgabel ein durchbohrtes schwarzes Glimmerplättchen befestigt und durch dessen Bohrpunkt (*i*) ein Lichtstrahlenbündel leitet; das von einem Heliostaten *h* kommende Licht hinterläßt deutliche Spuren seiner Wirkung auf der schnell vorbeigleitenden lichtempfindlichen Jodsilberplatte. Die gespannte Feder *B*, an deren Stelle man sich ein genau präcisirtes elektromagnetisch-chronographisches Triebwerk zu denken hat, zieht die in der Kassette *ag* befindliche photographische Platte in $\frac{1}{4}$ Secunde vor der kleinen



Cam
das
bünd
besch
Hine
so g
des
lend
ist.
von
der
halb
wech
gele
puni
Linie
Plat
a n

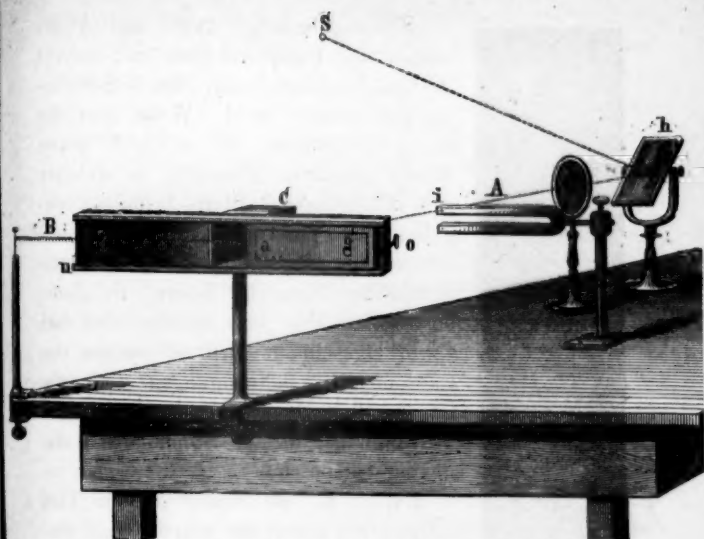


Fig. 1. Apparat zur Photographie der Stimmgabelschwingungen.

Camera vorüber. Ruht nun die Stimmgabel *A*, so wird das durch die kleine Oeffnung *i* hindurchtretende Strahlenbündel des Sonnenstrahls *ri* auf der Platte *ag* einen Punkt beschreiben. Wird sich aber der Punkt *i* während des Hindurchtretens des Lichtstrahles auf- und niederbewegen, so gelangt bald ein höher, bald ein tiefer gelegener Theil des Strahles *ri* zum Durchgang bei *i*, weil das auf *i* fallende Strahlenbündel breiter als der Bohrpunkt der Gabel ist. Der Durchschnitt des Strahlenbündels bildet auf der von dem photographischen Apparate *c* abgewandten Fläche der Stimmgabel einen kleinen sehr hellen Lichtring, innerhalb dessen der obere Gabelschenkel schwingt und abwechselnd bald einem etwas höher, bald einem etwas tiefer gelegenen Theil der empfindlichen Platte durch den Bohrpunkt Licht zuführt. Hierdurch entsteht eine senkrechte Linie auf photographischem Wege, welche sich, sobald die Platte *ag* in rasche Bewegung versetzt wird, in eine von *a* nach *g* gehende Curve verwandelt.

Ein regelmäßiges Auf- und Abbewegen des Punktes *i* tritt ein, sobald die Gabel *A* durch Anstreichen in Schwingungen versetzt wird. Wenn nun die in *ag* befindliche, bei *a* durch einen Haken gehaltene Kassette, in welcher sich die präparirte Platte befindet, losgelassen und durch die Kraft eines Triebwerks oder der Feder *B*, nach Aufziehen des Kassettenschiebers, in einer bestimmten aber sehr raschen Zeit bei *C* vorbeigeschnellt wird, so müssen die stattfindenden Schwingungen sich als Curven darstellen, deren Hügel der Schwingungszahl der Stimmgabel vollständig entsprechen.

Hat z. B. die Gabel *A* den Ton „kleines *c*“, macht sie also in einer Secunde 128 Schwingungen, so hat die entstehende photographische Toncurve, wenn der Bewegungsmechanismus der angegebenen Zeit genau entspricht, 32 Curvenhügel auf der Platte aufzuweisen, wie solches in Fig. 2, der Copie einer von dem Verfasser photographirten Toncurve, ersichtlich ist.

Das betreffende photographische Bild zeigt noch eine ganz besondere Eigenthümlichkeit an den Winkeln, welche die einzelnen Curvenhügel mit einander bilden. Wir sehen nämlich daselbst auf der ganzen Curve, oben und unten, gleichmäßige Stellen, welche weit heller als die Curvenschenkel erscheinen, und dem entsprechend im Negativ bedeutend dunkler sind. Das unter dem Mikroskop untersuchte Negativ zeigt gerade dort

Fig. 2. Facsimile einer photographirten Schwingungscurve des „kleinen *c*“.



eine v
der m
schen
oder v
schen
gabel
Elastic
Zeit d
andere
die ph
phisch
bei de
wir an
begeg
dern c
deutlic
Wege
schen
sonder
Zeit d
merkli
gelang
lich wi
auf tri
schwin
kung s
Die
Schwin
Durch
Curven
Hellig
Silbern
breit;
um zu
zukehr
einer S
— 1,5

Pogg

eine weit massenhaftere und engere Aneinanderlagerung der molecularen Silbertheilchen als an den geraden Curvenschenkeln, mithin hat das Licht auf diesen Raum stärker oder vielmehr länger gewirkt, als dort, wo sich die Curvenschenkel abgebildet haben. Die Umkehr führt die Stimmgabel zu einer neuen Schwingung nach dem Gesetze der Elasticitätsschwingungen allmählich aus und wenn auch die Zeit des Uebergangs von einer halben Schwingung zur anderen eine verschwindend kleine ist, so zeigen uns doch die photographischen Abbildungen, daß diese Zeit graphisch darstellbar ist. Würden die Enden der Stimmgabel bei der Umkehr für eine minimale Zeit ruhen, so müßten wir an den bezeichneten Stellen einer wagrechten Linie begegnen. Wir sehen aber hier eine derartige nicht, sondern einen helleren Bogen, welcher sich auf Fig. 2 sehr deutlich markirt. Hieraus ergibt sich auf photographischem Wege die bekannte Thatsache, daß die Umkehr der Gabelschenkel zu einer neuen halben Schwingung nicht plötzlich, sondern allmählich stattfindet, indem zu der betreffenden Zeit die Gabel nicht ruht, sondern ihre Schwingungen merklich verlangsamt und auf der äußersten Gränze angelangt, in gleicher Weise nicht plötzlich, sondern allmählich wieder zu einer rascheren Bewegung übergeht. Außer auf trigonometrischem Wege kann die Dauer einer Tonschwingung demnach auch aus der photographischen Wirkung an den Curven berechnet werden.

Die 32 Schwingungsbilder derselben Gabel (64 halbe Schwingungen) messen zusammen 152 Millimeter; die Durchmesser der kleinen Bogen, welche die einzelnen Curvenschenkel verbinden, sind an der Stelle, wo die Helligkeit der Linien — im Negativ die Dichtigkeit des Silberniederschlags — zuzunehmen beginnt, 1,333 Millim. breit; mithin braucht eine Tonschwingung des „kleinen c“, um zu ihrer höchsten Schwingungsgeschwindigkeit zurückzukehren, $\frac{1}{133}$ Secunde, also ungefähr den vierten Theil einer Schwingungseinheit. (152 Millim. brauchen $\frac{1}{133}$ Secunde — 1,333 Millim. = $\frac{1}{114}$ von 152 Millim. — $\frac{1}{114}$ von $\frac{1}{133}$ Se-

cunde = $\frac{1}{437}$ Secunde.) Bei höheren schneller schwingenden Tönen verringert sich, bei tieferen Tönen vermehrt sich dieses minimale Nachlassen der einzelnen Schwingungen auch im photographischen Bilde.

Während jenes kleinen Zeitraumes hat das Licht den merklich größeren Eindruck auf die silberjodirte Platte hervorgebracht. In $\frac{1}{4}$ Secunde wurde die ganze Curve photographirt, d. h. nicht auf einmal, sondern infolge des Vorbeischnellens der Platte eine Schwingung nach der anderen. Es giebt demnach diese Methode in zweiter Linie auch eine genaue Berechnungsweise für die Raschheit der Lichtwirkung auf silberjodirte Platten ab.

Um die Zeit dieser Wirkung zu finden, spiegelte ich Sonnenlicht mittelst eines Heliostaten in ein verdunkeltes Zimmer, concentrirte dasselbe durch ein System von Linsen und leitete den gewonnenen, 2 Millimeter breiten, hellen Strahl auf eine kleine runde Oeffnung von 0,1 Millimeter (ungefähr der Dicke eines Menschenhaares). Das durchtretende Licht beschrieb demgemäß auf einer lichtempfindlichen, 50 Centimeter langen Platte einen nur 0,1 Millimeter betragenden Punkt. Als ich nun eine mit geölten Röllchen versehene, sehr leichte Kassette auf polirtem Spiegelglas in $\frac{1}{10}$ Secunde vor dem feinen Lichtstrahle vorbeigleiten ließ, beschrieb dieser auf der gesilberten Jodbromcollodiumschicht einen sehr deutlichen 50 Centimeter langen Strich. Diesen Strich haben wir uns als eine Addition von 0,1 Millimeter breiten Pünktchen, also aus 5000 derartigen Mafseinheiten zusammengesetzt zu denken, die den zehnten Theil einer Secunde benöthigen, um photographirt zu werden; mithin brauchte ein Pünktchen nur eine fünfzigtausendstel Secunde Expositionszeit.

Daraus ergibt sich, daß mit den geeigneten Präcisionsinstrumenten es möglich sein wird, auch die höchsten für unser Ohr wahrnehmbaren Tonschwingungen, welche nach Helmholtz die Zahl 38000 in der Secunde erreichen, ja sogar solche, welche die obere Gränze des menschlichen

Geh
selb
sich
(zwi
pho
auf
auf
aufg
folg
Sch
Um
leich
den
auf
zes

Sait
träcl
Fig.
so k
wie

Gehörs überschreiten, graphisch darzustellen, so bald dieselben von einem festen schwingenden Körper herrühren; sicher aber sind alle gewöhnlichen musikalischen Töne (zwischen 32 und 4096 Schwingungen in der Secunde), photographirbar.

Hieraus erhellt unter anderm, daß auch eine Reihe auf einem Pianoforte angeschlagener Töne oder Akkorde auf einer lichtempfindlichen Platte durch Lichteinwirkung aufgezeichnet werden können, wenn ein derartiger Versuch folgendermaßen vorgenommen wird:

Nehmen wir zuerst die Saite eines Monochords, dessen Schwingungen in Curvenform photographirt werden sollen. Um dieses zu erreichen, befestigen wir mit Siegelack ein leichtes Rohrstäbchen in der Mitte der Saite, wo dieselbe den größten Weg während des Schwingens beschreibt; auf diesem Stäbchen befindet sich ein durchbohrtes schwarzes Glimmerblättchen (Fig. 3).

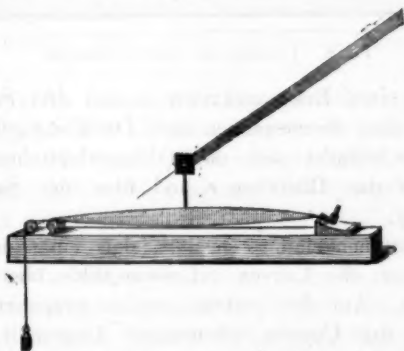


Fig. 3. Photographische Vorrichtung für schwingende Saiten.

Dieses Glimmerblättchen wird mit der angeschlagenen Saite schwingen, ohne deren Schwingungszahl zu beeinträchtigen. Wird nun während der Schwingungen der in Fig. 1 abgebildete photographische Apparat angewendet, so können die Schwingungen der Saite auf gleiche Weise wie die Schwingungen der Stimmgabel photographirt werden.

Haben wir aber zwei oder mehrere Saiten neben einander, die gleichzeitig angeschlagen werden, so können diese Töne sehr leicht gemeinschaftlich photographirt und die Curven über einander auf einer Platte dargestellt werden, wie solches aus Figur 4 ersichtlich ist.

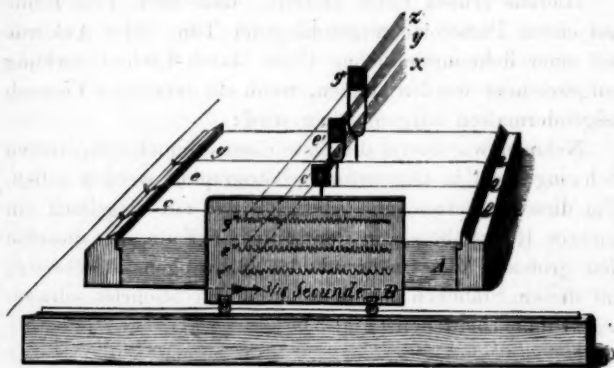


Fig. 4. Photographie eines Dreiklangs.

Ueber einen Resonanzkasten *A* sind drei Saiten *c*, *e* und *g* gespannt, die zusammen einen Dreiklang geben; über der Saite *c* befindet sich das Glimmerblättchen *c'*, über der Saite *e* das Blättchen *e'* und über der Saite *g* das Blättchen *g'*.

Die Blättchen sind so gestellt, daß eines das andere überragt, um die Curven auf *einem* Bilde über einander zu erhalten. Auf der vorbeigleitenden präparirten Platte *B* sind die drei Curven schematisch dargestellt und mit *c''*, *e''* und *g''* bezeichnet. Die Linien *c'—x*, *e'—y* und *g'—z* stellen den Gang paralleler Lichtstrahlenbündel dar, von welchem immer nur ein feiner Strahl durch das schwingende Blättchen durchtreten kann, während die übrigen durch dasselbe abgehalten werden. Bei jedem Glimmerblättchen muß das durchtretende Licht durch ein zugehöriges kleines Objectiv der empfindlichen Platte besonders übermittelt werden; man kann indessen in einem verdun-

kelten Zimmer derartige Curven auch ohne Camera und ohne Objectiv unserer Zeichnung Fig. 4 entsprechend darstellen. Die Photographie eines Dreiklages z. B. (Grundton c — mit 128, Terz mit 160, Quinte mit 192 Schwingungen in der Secunde) würde sich alsdann auf der Platte ungefähr wie in der betreffenden Figur (c'' , e'' , g'') ausnehmen, welche in $\frac{3}{16}$ Secunden je 24, 30 und 36 Curvenhügel aufweist.

Die neben den Akkorden hörbaren Combinationstöne werden die photographische Darstellung nicht beeinträchtigen, weil dieselben nur durch die mitschwingende Luft entstehen; somit wird die Photographie eine absolut richtige graphische Darstellung der Schwingungscurven bilden, bei welcher auch die Amplitude des Tones in der Höhe der Curvenhügel ihren Ausdruck findet.

Bei der Aufeinanderfolge verschiedener Töne oder Akkorde müßte die Platte verhältnißmäßig sehr lang sein und es ist nicht undenkbar, daß man auf diesem Wege so weit kommen kann, kleine einfache Compositionen in Curvenformen zu photographiren.

Als ich obige Resultate niedergeschrieben hatte, welche in ausführlicher Weise in meinem mittlerweile erschienenen Lehrbuche „*Das Licht im Dienste wissenschaftlicher Forschung*“ etc. (Leipzig, Verlag von Otto Spamer) behandelt sind, kam mir das Juniheft 1876 der „*photographischen Mittheilungen*“ zu, in welchem Herr Dr. H. W. Vogel, Professor an der Gewerbeakademie zu Berlin, eine von ihm in dem Januarhefte des „*Philadelphia photographer*“ in *Amerika* publicirte „*Idee*“ wiederholt, daß man die Spiegelfiguren der vibirenden Flammen von Koenig (vgl. diese Annalen 146, 1) *vielleicht* photographisch darstellen könne, wenn man statt des Leuchtgases Cyangas verwenden würde. Bei der ungemeinen Raschheit der erforderlichen Lichtwirkungen bin ich überzeugt, daß die aktinische Kraft der bläulichen Cyangasflämmchen zur Darstellung schnell aufeinanderfolgender Tonschwingungen in Form von photographischen Curvenbildern nicht hin-

reichen kann, selbst wenn man den Spiegel längere Zeit in Drehung erhalten und dadurch eine ganz gleichmäßige fortlaufende Curve darstellen könnte. Denn die Amplitude des Tones nimmt bekanntlich allmählich ab, dadurch werden die Curvenhügel nach und nach niedriger und das photographische Bild wird im günstigsten Falle nur aus einem länglichen Streifen mit verwischten Gränzen bestehen können. Denkbar ist das Gelingen nur für ganze tiefe Töne und Geräusche, z. B. die Gerhardt'schen Klangfiguren (vgl. Gerhardt, Lehrbuch der Auskultation und Perkussion 1871), worauf ich auch in meinem Werke (S. 389) mit Wahrung der Vogel'schen „Idee“ hingewiesen habe.

Im verflossenen Winter, sowie Ende April und Anfangs Mai d. J. machte ich Herrn Vogel verschiedene Mittheilungen über *Photographie der Töne*, übermittelte ihm meine bezüglichen Resultate, schickte ihm photographische Belege nebst einem Referat über einen Vortrag, den ich damals im technischen Vereine zu Frankfurt a/M. gehalten.

Merkwürdigerweise hat Herr Vogel meine ihm zugegangenen Mittheilungen in jener, sicher einzig und allein infolge unserer Correspondenz veranlassten, Juniheft-Publikation zu erwähnen vergessen. Unter völligem Ignoriren des von mir ihm Mitgetheilten sowie des in oben erwähntem Referate Publicirten geht er sogar so weit zu behaupten:

„Bis jetzt ist das Problem, die Töne und Laute ebenso bildlich festzuhalten, wie man es in der Photographie mit den Lichtstrahlen vermag, noch ungelöst. Sollte es einmal gelöst werden, so würde man im Stande sein, ein Musikstück, während es gespielt wird, eine Rede, während sie gesprochen wird, bildlich zu fixiren. Diese Tonphotographie würde die Stenographie fast überflüssig machen. Die Hoffnung, dieses Problem zu lösen, ist nun keine Aussichtslose.“

In dem Artikel des „Philadelphia photographer“ aber hatte Herr Vogel positiv behauptet:

„Eine der wunderbarsten Neuigkeiten ist jedenfalls

der Versuch, musikalische Töne zu photographiren. Die Sache scheint zwar unglaublich, doch die Möglichkeit ist *erwiesen*."

Hierauf wird die in diesen Annalen publicirte Arbeit von König erwähnt, dann heißt es weiter:

"Bei Anwendung einer Gasflamme von starkem chemischen Effekt *lassen* sich diese Figuren photographiren; welche Gasart aber sich zu diesem Zwecke eignen würde, ist noch unentschieden, doch so viel ist sicher, daß es in dieser Beziehung noch große Probleme zu lösen giebt."

Ein Urtheil über diese Methode, wissenschaftliche Fragen zu erörtern, über die Kühnheit von „Versuchen“ zu reden, die man niemals gemacht hat, ist wohl überflüssig. Diese Art von Inanspruchnahme von „Ideen“, das (sich selbst widersprechende) Behaupten von niemals erwiesenen That-sachen würden sich wohl selbst die Schüler des Herrn Prof. Vogel schließlich nicht gefallen lassen!

Wenn ich auch nicht auf dem phantastisch-sanguinischen oder so hoffnungsvollen Standpunkte stehe, aus den von mir erwiesenen *Thatsachen* die Möglichkeit herzuleiten, daß durch „*das Photographiren einer Rede, während sie gesprochen wird, die Stenographie überflüssig gemacht werde*“, so hätte ich doch wenigstens die bei derartigen Publikationen übliche Artigkeit der Erwähnung erwartet. Ich überlasse dem Herrn Professor gerne seine „Ideen“, möchte aber die Priorität meiner Beobachtungen — unter Verzicht auf eine weitere Kritik jenes Vorgehens — gewahrt wissen, besonders nachdem die Vogel'schen Luftgebilde als merkwürdige Erfindung unter dem pomphaften Titel „*photographirte Musik*“ in die gesammte deutsche Tagespresse übergegangen sind.

Frankfurt a/M., 25. August 1876.

VIII. Ueber die Abhängigkeit der specifischen
Wärme des Quecksilbers von der Temperatur;
von A. Winkelmann.

§ 1.

In einer früheren Arbeit über die Wärmeleitung der Gase ¹⁾ habe ich darauf hingewiesen, daß die Abhängigkeit der specifischen Wärme des Quecksilbers von der Temperatur bisher nicht genau bestimmt ist und sich nur durch Combination der Beobachtungen verschiedener Forscher ableiten läßt. Da diese GröÙe für die Bestimmung des Temperaturcoefficienten der Wärmeleitung der Gase bei meinen Versuchen von großer Bedeutung ist, habe ich zur Erlangung genauer Werthe selbst die Untersuchung durchgeführt und theile dieselbe im Folgenden mit. Ich bemerke, daß sich das unerwartete Resultat ergeben, daß die specifische Wärme des Quecksilbers mit wachsender Temperatur *abnimmt*, oder daß, wenn man wegen der geringen GröÙe der Abnahme dies noch nicht für hinreichend sicher hält, die specifische Wärme des Quecksilbers mit wachsender Temperatur jedenfalls nicht *zunimmt*.

Die Bestimmung der specifischen Wärme geschah nach der Mischungsmethode. Das in dem Calorimeter abzukühlende Quecksilber wurde in einem Quecksilberbad auf bestimmte Temperaturen erwärmt. Da es wünschenswerth war, in der Erwärmung des Quecksilbers über 100° hinauszugehen, wurde in dem Calorimeter anstatt Wasser auch Quecksilber genommen; es wurde hierdurch eine Verdampfung beim Eintauchen sicher vermieden. Das cylinderförmige Calorimeter bestand aus sehr dünnem Eisenblech und ruhte auf drei kleinen FüÙen von Elfenbein; die Höhe betrug 8 Ctm., der Durchmesser 3,85 Ctm. Während

1) Diese Annalen B. CLVII, S. 527.

der V
förmig
Zwisch
Es
silber
erwär
In Fo
indefi
vorlie
fluß
zu ve
blech
gestel
in da
gesch
Einta
so lie
des d
Es
kurze
winne
war
beigel
Temp
perat
ten lä
D
nur w
einge
den I
genon

der Versuche stand das Calorimeter in einem cylinderförmigen Kasten, welcher doppelte Wände besaß, deren Zwischenraum mit Wasser gefüllt war.

Es wurde zunächst versucht, das abzukühlende Quecksilber in einem sehr dünnwandigen Glaskölbchen zu erwärmen und mit diesem in dem Calorimeter abzukühlen. In Folge der schlechten Wärmeleitung des Glases dauerte indess die Wärmeabgabe zu lange, um mit einer für den vorliegenden Zweck erforderlichen Genauigkeit den Einfluß der Umgebung zu bestimmen. Um das Glas ganz zu vermeiden, wurden kleine Eimer aus demselben Eisenblech, welches zu dem Calorimeter verwandt war, hergestellt und mit diesen das Quecksilber aus dem Bade in das Calorimeter — für jeden Versuch ein Mal — geschöpft. Da das Gewicht des Calorimeters vor dem Eintauchen bekannt war, ebenso das Gewicht des Eimers, so ließ sich durch nachfolgende Wägung das Gewicht des durch den Eimer eingeführten Quecksilbers bestimmen.

Es wurde auf diese Weise der Zweck in möglichst kurzer Zeit, die Wärmeabgabe an das Calorimeter zu gewinnen, sehr gut erreicht. Schon nach Verlauf von 10" war die Wärmeabgabe bis zu 98 Proc. erfolgt, wie das beigefügte Beispiel zeigt, welches für eine anfängliche Temperaturdifferenz von $116^{\circ},1$ im Ganzen eine Temperatursteigerung von $14^{\circ},76$ im Calorimeter eintreten läßt.

Die Beobachtungen sind von 20" zu 20" angestellt; nur wurde nach dem Eintauchen eine Beobachtung nach 10" eingeschaltet. Als Einheit des Zeitintervalles ist dann bei den Berechnungen für die Temperatur-Correction 10" angenommen.

Temperatur ¹⁾	Zeit in Sekunden
11,73	0
79	20
85	40
90	60
—	80 — Moment des Eintauchens
26,40	90
66	100
57	120
46	140
36	160
26	180

In den ersten 10" nach dem Eintauchen steigt also die Temperatur des Calorimeters um 14°,45; das Maximum ist schon nach 20" erreicht. Die direct beobachtete Temperaturdifferenz im Calorimeter beträgt im Maximum (26,66 — 11,95) = 14,71, während nach Anbringung der Correction wegen des Einflusses der Umgebung die Temperaturdifferenz gleich 14,76 zu setzen ist. Die Correction 0,05 beträgt daher nur 0,4 Proc. des ganzen Werthes.

Es sind zwei Reihen von Versuchen ausgeführt, die sich dadurch unterscheiden, daß verschiedene Thermometer in dem Calorimeter benutzt, und durch Anwendung zweier Eimer auch verschieden große Gewichtsmengen Quecksilber in das Calorimeter eingeführt wurden.

Der Berechnung der Wasserwerthe des Calorimeters und der Eimer ist die specifische Wärme des Eisens nach den Versuchen von Bède²⁾ zu Grunde gelegt. Die mittlere specifische Wärme des Eisens zwischen 0° und t° ist nach Bède

$$c = 0,1053 + 0,000071 \cdot t.$$

Das Gewicht des Calorimeters mit dem Rührer ist 17,177 Gramm. Der Wasserwerth des Calorimeters und des Rührers ist

$$17,177 \cdot 0,108 = 1,80$$

1) Die Temperatur wurde mit einem Thermometer bestimmt, welches in 0°,04 getheilt war.

2) Wüllner, Experimental-Physik, III. B. 3. Aufl., pag. 476.

In den folgenden Tabellen sind die Zahlen zusammengestellt, welche zur Berechnung der specifischen Wärme des Quecksilbers dienen.

Es bedeutet:

- H den Wasserwerth des Calorimeters, Rührers und Thermometers;
 $\pi_1; \pi_2$ den Wasserwerth des Eimers für die tiefere resp. höhere Temperatur;
 P das Gewicht des Quecksilbers im Calorimeter;
 p das Gewicht des eingeführten Quecksilbers;
 T die Temperatur des eingeführten Quecksilbers;
 $(T - t)$ die Temperaturerniedrigung des Eimers mit dem Quecksilber;
 $(t - r)$ die Temperaturerhöhung, die das Calorimeter erfuhr;
 $c_1; c_2$ die mittlere specifische Wärme des Quecksilbers, die sich bei der tieferen resp. höheren Temperatur ergibt.

Die Berechnung von c_1 und c_2 wurde ausgeführt nach der Formel

$$c_1 = \frac{(H + P \cdot k)(t - r) - \pi_1 (T - t)}{p (T - t)}$$

Für die GröÙe k , welche die specifische Wärme des Quecksilbers im Calorimeter darstellt, wurde nach Regnault der Werth 0,0333 eingeführt.

1. Reihe der Versuche.

Gewicht des Eimers	2,41 Gr.
Höhe des Eimers	5,8 Ctm.
Durchmesser	1,0 Ctm.

Im Calorimeter wurde ein Thermometer benutzt, welches in 0,02 getheilt war. Wasserwerth des Thermometers 0,50.

A. Tiefere Temperatur.

$$H = 2,30 \quad \pi_1 = 0,265$$

P	p	T	$T-t$	$t-\tau$	c_1
927,21	58,327	49,0	31,49	2,08	0,03308
926,55	58,743	49,0	31,31	2,081	0,03304
925,49	59,063	51,5	33,93	2,279	0,03318
925,75	58,917	50,8	33,02	2,204	0,03303

Mittel 0,03308

B. Höhere Temperatur

$$H = 2,30$$

$$\pi_1 = 0,282.$$

P	p	T	$T-t$	$t-\tau$	c_2
926,40	58,327	141,6	121,2	7,979	0,03258
925,73	58,377	143,5	122,75	8,104	3264
925,48	58,202	146,9	126,13	8,330	3274
925,89	58,301	148,6	127,4	8,400	3263
925,51	58,576	141,4	120,87	8,010	3266

Mittel 0,03265

$^1) P$	p	T	$T-t$	$t-\tau$	c_3
926,10	58,143	143,0	122,28	8,03	0,03258
925,85	58,331	143,6	123,23	8,129	3263
924,67	57,619	144,9	123,82	8,082	3259
924,30	58,344	143,2	122,15	8,08	3267
924,51	58,262	143,9	123,11	8,12	3260

Mittel 0,03261

2. Reihe der Versuche.

Gewicht des Eimers 3,33 Gr.

Höhe des Eimers 5,9 Ctm.

Durchmesser 1,35 Ctm.

Das benutzte Thermometer war in 0,04 getheilt; der Wasserwerth desselben ist 0,35.

1) Es sind die Versuche dieser Reihe später angestellt.

A. Tiefere Temperatur.

$$H = 2,15$$

$$\pi_1 = 0,366.$$

P	p	T	$T - t$	$t - \tau$	c_1
873,71	111,25	54,4	35,49	4,61	0,03322
874,27	112,22	48,5	29,71	3,875	3307
875,16	111,02	51,6	32,25	4,14	3289
874,85	110,46	50,8	32,05	4,124	3312
873,33	110,34	50,0	31,57	4,064	3313

Mittel 0,03309

B. Höhere Temperatur.

$$H = 2,15$$

$$\pi_2 = 0,390.$$

P	p	T	$T - t$	$t - \tau$	c_2
873,09	110,45	141,4	114,39	14,60	0,03255
874,97	108,16	143,1	116,82	14,607	3256
872,88	109,56	143,2	116,10	14,76	3266
872,30	109,31	142,8	115,66	14,69	3268
873,75	109,84	144,1	116,60	14,825	3257

Mittel 0,03260

§. 2.

Die beiden Versuchsreihen geben gut übereinstimmende Resultate. In der tieferen Temperatur findet sich ein Mal für die spezifische Wärme c_1 eine Abweichung von 0,6 Proc. vom Mittel; in der höheren Temperatur überschreitet die Abweichung aber nirgends 0,3 Proc.

Wie die Werthe von p zeigen, war in der zweiten Versuchsreihe die Gewichtsmenge des eingetauchten Quecksilbers fast doppelt so groß, als in der ersten, so daß auch die Temperaturänderungen, die das Calorimeter erfuhr, beinahe sich verdoppelten. Da die spec. Wärme des Eisens eine beträchtliche Aenderung mit der Temperatur zeigt, war es wünschenswerth, durch eine besondere Wahl der Anfangstemperatur des Calorimeters den Einfluß dieser

Aenderung auf den Wasserwerth des Calorimeters möglichst zu beseitigen. Es wurde zu dem Zwecke durch eine Kältemischung das Calorimeter vor den Versuchen, die eine stärkere Erwärmung ergaben, abgekühlt. Bei der zweiten Versuchsreihe wurde z. B. die Abkühlung bis 12° bewirkt, so daß die Endtemperatur etwa $26^{\circ},6$ war. Da nun bei der geringeren Erwärmung von 4° , diese von etwa 15° bis 19° erfolgte, so war hierdurch erreicht, daß das erstere Temperaturintervall das letztere, so weit es möglich war, nach der Mitte hin einschloß.

Um aus den Versuchen die Abhängigkeit der spec. Wärme des Quecksilbers von der Temperatur zu erhalten, hat man zwei Werthe, die als mittlere spec. Wärmen zwischen bestimmten Temperaturgrenzen gefunden wurden.

Die Zahl 0,03308 giebt die mittlere spec. Wärme zwischen 50° und 18° an und 0,03262 jene zwischen 144° und 24° . Stellt man die spec. Wärme des Quecksilbers bei t° durch

$$c = c_0 + a \cdot t$$

dar, so findet man aus den obigen Werthen

$$c_0 = 0,03339$$

$$a = -0,0000092.$$

Es würde nach diesen Versuchen die specifische Wärme des Quecksilbers bei 100° also nahezu um 3 Proc. kleiner, als bei 0° seyn.

Was den Werth c_0 angeht, so hat derselbe nach der Natur der Versuche gegenüber dem von Regnault gefundenen Werthe 0,03332 zwischen 10 und 100° keine Bedeutung. Außer dem Werthe von k hängt es wesentlich von dem Wasserwerth ab, welchen Werth man für c_0 erhält. Der Wasserwerth des Calorimeters ist aus der spec. Wärme des Eisens berechnet, wie Bède dieselbe bestimmt hat. Nach den Versuchen von Byström¹⁾ ist die spec. Wärme des reinen Eisens aber größer, als die von Bède bestimmte und weiter die spec. Wärme des Roheisens um 13 Proc. größer als die des

1) Fortschritte der Physik 1860.

reinen Eisens. Es ist daher der Wasserwerth des Calorimeters nicht genau bestimmt, so daß damit auch c_0 keinen Anspruch auf Genauigkeit machen kann.

Die GröÙe a , um deren Bestimmung es sich hier handelt, wird durch die erwähnte Unsicherheit indeß kaum berührt; denn durch eine Aenderung des Werthes H werden die beiden GröÙen c_1 und c_2 in fast genau gleichem Verhältnisse geändert.

Betrachtet man die Formel, welche zur Berechnung von c_1 resp. c_2 gedient hat, so erkennt man drei Möglichkeiten, welche das auffallende Resultat der Verminderung der spec. Wärme mit der Temperatur, also das negative Vorzeichen von a veranlassen konnten. Zunächst könnte für T in der tieferen Temperatur bei 50° ein zu kleiner Werth oder in der höheren Temperatur bei 144° ein zu großer Werth eingeführt seyn. Die beiden Thermometer, welche zu den Versuchen verwandt wurden, waren unmittelbar vor denselben mit dem Jolly'schen Luftthermometer bei diesen Temperaturen von Neuem verglichen und danach corrigirt, so daß diese Möglichkeit als ausgeschlossen zu betrachten ist.

Ferner könnte während der Zeit des Einführens des Quecksilbers in das Calorimeter bei beiden Temperaturen eine so verschiedenartige Abkühlung eingetreten seyn, daß hierdurch eine Verminderung des Werthes c_2 gegenüber c_1 veranlaßt wurde. Es ist hier hervorzuheben, daß eine Abkühlung der erwärmten Quecksilbermasse, welche proportional der Temperaturdifferenz $(T - t)$ erfolgt, zwar die Werthe c_1 und c_2 verkleinert, dieses aber wieder fast genau in gleichem Verhältnisse geschieht, so daß auch hierdurch die GröÙe a , die nur von der Differenz $(c_1 - c_2)$ abhängt, kaum berührt wird. Die Zeit, welche zwischen dem Herausheben des Eimers aus dem Bade und dem Eintauchen in das Calorimeter verstrich, betrug $1''$ bis $1'',5$. Um zu erfahren, welche Abkühlung während dieser Zeit eintrat, wurde ein Thermometer in den Eimer eingeführt und mit diesem fest verbunden aus dem Bade herausgehoben. Die

Temperaturerniedrigung, die das Thermometer in der ersten Secunde zeigte, war, wie zu erwarten war, etwas kleiner, als später wo sie in gleichen Zeiten denselben Werth erhielt. Ferner machte es einen geringen Unterschied, ob der Eimer mit dem Thermometer ruhig gehalten oder in der Luft bewegt wurde.

Für den kleineren Eimer, welcher bei der ersten Reihe der Versuche benutzt wurde, wurden folgende Werthe erhalten. Bei 144° fiel in 1" die Temperatur um $0^{\circ},45$, bei 50° in derselben Zeit um $0^{\circ},105$. Für den größeren Eimer sank bei 142° die Temperatur in 1" um $0^{\circ},4$, bei 50° um $0^{\circ},09$. Da diese Gröfsen sehr nahe den Temperaturdifferenzen ($T - t$) proportional sind, so haben dieselben nur einen verschwindenden Einfluß auf den Coëfficienten a .

Der dritte Umstand endlich, welcher auf die Gröfse a von Einfluß ist, ist die Zunahme des Wasserwerthes π des Eimers, welche durch das Wachsen der spec. Wärme des Eisens mit der Temperatur bedingt wird. Es beträgt diese Zunahme für die fraglichen Temperaturen fast 7 Proc. Indefs ist es nach den Versuchen von Byström zweifelhaft, ob das Eisen wirklich jene von Bède beobachtete Zunahme der spec. Wärme besitzt; denn nach den Versuchen des ersteren beträgt die Zunahme für dieselben Verhältnisse sowohl bei reinem Eisen, als auch beim Roheisen nur 2,5 Proc. Da das Verhältniß des Wasserwerthes π zu dem Gewicht des im Eimer enthaltenen Quecksilbers in beiden Versuchsreihen verschieden ist, äußert sich der Einfluß einer veränderten Annahme über das Wachsen der spec. Wärme des Eisens in ungleichem Maaße auf den Werth von a . Unter der Annahme der Constanz der spec. Wärme des Eisens würde die erste Versuchsreihe auch eine constante spec. Wärme des Quecksilbers, also $a = 0$, liefern, während die zweite noch eine geringe Abnahme ergeben würde.

Ohne eine genaue Kenntniß der Abhängigkeit der spec. Wärme des Eisens von der Temperatur können die mitgetheilten Versuche daher nicht die Abnahme der spec.

Wär
diese

D
des
sehen
hier
habe
Eine
wand
mögl
blech
über
selbe
deute
Wär
bei
2. R
des i
verhi
niß
wert
Temp
resul

D
Was
D
Bys

Pog

Wärme des Quecksilbers beweisen; sie zeigen indess, daß dieselbe jedenfalls nicht mit der Temperatur wächst.

§. 3.

Da mir die Frage über die Abnahme der spec. Wärme des Quecksilbers mit wachsender Temperatur, auch abgesehen von dem Zwecke, zu welchem die Untersuchung hier dienen sollte, von großer Bedeutung zu seyn schien, habe ich eine weitere Aufklärung zu erlangen gesucht. Eine directe Untersuchung der spec. Wärme des verwandten Eisens war wegen Mangels an Material nicht möglich und ich habe daher mit einem Eimer aus Platinblech die Versuche wiederholt. Das Platin bietet gegenüber dem Eisen zwei Vortheile; zunächst läßt sich dasselbe viel dünner verwenden, so daß der Wasserwerth bedeutend kleiner wird und außerdem wächst die spec. Wärme desselben in viel geringerem Maasse. Während bei den früheren Versuchen im günstigsten Falle (bei der 2. Reihe) der Wasserwerth des Eimers zum Wasserwerth des in demselben enthaltenen Quecksilbers sich wie 1 zu 10 verhielt, war bei den folgenden Versuchen das Verhältniß 1 : 54. Es hat daher die Vergrößerung des Wasserwerthes π_1 bei der tieferen Temperatur in π_2 für die höhere Temperatur einen kaum bemerkbaren Einfluß auf das Endresultat.

3. Reihe der Versuche.

Gewicht des Eimers 1,938 Gr.

Höhe des Eimers 5,6 Ctm.

Durchmesser 1,3 Ctm.

Das benutzte Thermometer war in $0^{\circ},04$ getheilt; der Wasserwerth desselben ist 0,35.

Die mittlere specifische Wärme des Platins ist nach Byström

zwischen 50° und 20° | 0,0325

zwischen 143° und 26° | 0,0327

A. Tiefere Temperatur.

$$\Pi = 2,15$$

$$\pi_1 = 0,0645.$$

P	p	T	$T - t$	$t - \tau$	c_1
885,79	106,39	51,1	31,09	3,52	0,03308
886,08	106,44	48,1	29,03	3,29	10
885,89	106,39	50,9	31,77	3,614	23
885,63	105,03	50,4	31,25	3,495	08
887,09	106,16	49,7	29,59	3,346	13
887,11	105,92	49,2	29,54	3,335	17
886,80	105,94	49,2	29,32	3,308	13
887,86	105,60	49,5	29,43	3,295	01
887,54	105,92	49,3	29,64	3,345	22
887,55	105,13	49,2	28,59	3,194	07

Mittel 0,03312

B. Höhere Temperatur.

$$\Pi = 2,15$$

$$\pi_2 = 0,0649.$$

P	p	T	$T - t$	$t - \tau$	c_2
888,06	103,48	149,6	123,5	13,45	0,03275
885,90	103,52	144,3	118,4	12,94	79
888,20	102,99	142,6	117,6	12,81	93
889,09	102,90	141,4	116,1	12,565	77
888,52	103,46	139,2	114,8	12,54	89
889,90	101,19	141,2	116,3	12,343	68
887,04	103,44	140,2	115,1	12,54	74
886,82	102,85	141,0	115,5	12,50	70

Mittel¹⁾ 0,03278

Auch diese Versuche ergeben eine Abnahme der specifischen Wärme des Quecksilbers mit wachsender Temperatur.

Der erste Mittelwerth 0,03312 stellt die mittlere specifische Wärme zwischen 49°,6 und 19°,7 dar; der zweite 0,03278 jene zwischen 142°,2 und 25°,5.

¹⁾ Würde man statt des Werthes $\pi_2 = 0,0649$ den Werth $\pi_1 = 0,0645$ in die Rechnung einführen, so würde man den Mittelwerth 0,032784 erhalten. Es ist also die Aenderung der specifischen Wärme des Platins für das Resultat ohne Bedeutung.

Berechnet man aus diesen Werthen die Constanten der Formel

$$c_t = c_0 + at$$

so findet man

$$c_0 = 0,03336$$

$$a = - 0,0000069.$$

Es würde hiernach also die specifische Wärme des Quecksilbers von 0° bis 100° um nahezu 2 Proc. abnehmen. Die hier bestimmte Gröſſe a ist kleiner, als die aus den früheren Versuchsreihen erhaltene; es ist dies nach dem Mitgetheilten wahrscheinlich darin begründet, daß für die specifische Wärme des Eisens eine zu starke Zunahme mit der Temperatur angenommen ist. Die letzten Versuche sind daher allein zu berücksichtigen.

Das Resultat der Versuche ist ein eigenthümliches und steht, soweit mir bekannt ist, ganz vereinzelt da. Man ist leicht zu der Annahme geneigt, daß eine Constanz der specifischen Wärme viel leichter erklärlich sei, als eine Abnahme und daß daher, da die Abnahme aus einer Veränderung, die nur 1 Proc. des Werthes beträgt, geschlossen ist, diese selbst doch noch nicht hinreichend verbürgt sei. Was den letztern Punkt betrifft, so gebe ich allerdings zu, daß es sehr wünschenswerth ist, die Versuche nach einer andern Methode zu wiederholen; andererseits ist aber nicht zu verkennen, daß die Uebereinstimmung der zahlreichen Versuche eine gute ist und nach der frühern Discussion constante Fehlerquellen nicht zu finden sind.

Die Abhängigkeit der specifischen Wärme von der Temperatur wird nach der Auffassung von Clausius, welcher die wahre specifische Wärme sowohl vom Aggregatzustande als auch von der Temperatur, als unabhängig ansieht, von der Aenderung der bei der Temperaturerhöhung zu leistenden Arbeit bedingt.

Um von der letzteren die äußere Arbeit und denjenigen Theil der inneren Arbeit zu trennen, der zur Volumvermehrung verwandt wird, hat man die spec. Wärme bei

constantem Volumen zu betrachten; diese ist es auch, die als einfachere GröÙe bei Beurtheilung der obigen Annahmen zunächst in Frage kommt. Clausius hat gezeigt, wie sich die spec. Wärme bei constantem Volumen mit Hülfe des Ausdehnungs- und Compressionscoëfficienten berechnen läßt. Es hat sich dabei für Wasser ergeben, daß die spec. Wärme bei constantem Volum mit wachsender Temperatur abnimmt. Für Quecksilber läßt sich die spec. Wärme bei constantem Volum für 0° berechnen. Man erhält für die Differenz der spec. Wärmen bei dieser Temperatur ')

$$c_p - c_v = 0,00543.$$

Für eine höhere Temperatur ist die Bestimmung nicht genau ausführbar, weil die Aenderung des Compressionscoëfficienten mit der Temperatur nicht bekannt ist. Nimmt man diesen constant, so erhält man für 100°

$$c_p - c_v = 0,00733.$$

Aus der Annahme eines constanten c_p würde also folgen, daß die spec. Wärme bei constantem Volumen von 0 bis 100° um 6 Proc. abnehmen würde; oder zur Constanz von c_v würde nothwendig seyn, daß die spec. Wärme bei constantem Druck um 6 Proc. von 0 bis 100° wachsen müßte. Zieht man die spec. Wärme bei constantem Volumen in Betracht, so folgt 2) also aus allen Versuchen, daß dieselbe mit wachsender Temperatur abnimmt, gleichgültig, ob jene bei constantem Druck als constant oder mit der Temperatur abnehmend angenommen wird; für diese GröÙe steht denn auch das Quecksilber nicht einzelt da, sondern findet ein Analogon im Wasser. Es scheint mir daher in der Abnahme der specifischen Wärme bei constantem Druck keine größere Schwierigkeit zu liegen, als in der Constanz jener GröÙe. Die mit vieler Vorsicht angestellten Versuche zeigen aber eine Abnahme

1) Wüllner, Experimental-Physik, 3. Aufl., III. B., S. 491.

2) Nur wenn der Compressionscoëfficient des Quecksilbers von 0 bis 100° um 25 Proc. wächst, ist die Folge nicht richtig.

der sp
peratu
als da
Aa

IX

Inmitt
Masch
jenger
gerufen
Erlaub
sehr h
zu ma
Zufall
honse
ter Lu
vor K
tretend
erhalte
Das E
halle,
wieder
oft aus
genieu
Rollen
sen de
andere

der spec. Wärme des Quecksilbers mit wachsender Temperatur, und diese Abnahme, wenn gleich klein, ist größer, als daß sie durch Beobachtungsfehler zu erklären wäre.
Aachen, im Mai 1876.

IX *Ein interessanter aërostatischer Versuch.*

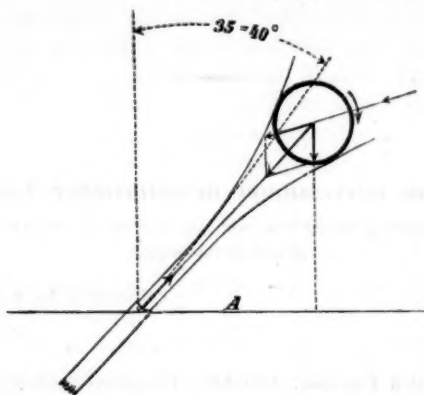
(Briefliche Mittheilung von Hrn. Director Reuleaux
an den Herausgeber.)

Philadelphia, im August 1876.

Inmitten des Lärmes, welchen Hunderte von tausenden Maschinen um mich her aufführen, und andererseits desjenigen, welchen meine s. z. Briefe in Deutschland hervorgerufen haben, darf die Wissenschaft nicht vergessen werden. Erlauben Sie mir deshalb, Ihnen Mittheilung von einem sehr hübschen und wie mir scheint ganz neuen Versuch zu machen, auf welchen in einer hiesigen Werkstätte der Zufall geführt hat. Die Werkstätte ist die von Westinghouse & C^{ie}, in welcher Maschinen, die mit hochgespannter Luft arbeiten, angefertigt werden. Man entdeckte dort vor Kurzem rein zufällig, daß ein schräge aufwärts austretender starker Luftstrom eine Kugel frei schwebend zu erhalten vermag, ähnlich wie ein *senkrechter* Wasserstrahl. Das Experiment wurde alsbald hier in der Ausstellungshalle, wo jenes Haus seine Maschinen zur Schau stellt, wiederholt, und wird nun seit vierzehn Tagen alltäglich oft ausgeführt, wobei es viele Zuschauer anlockt. Die Ingenieure versuchten allerlei Erklärungen, wie: Liegen und Rollen auf einer schief aufsteigenden Luftschicht, Umkreisen der Kugel durch den Luftstrom, usw. Ich habe eine andere Erklärung versucht, von der ich annehme, daß sie

der Hauptsache nach die richtige sey. Erlauben Sie mir, Ihnen dieselbe vorzutragen.

Das Experiment ist Folgendes. Das hier in der Aus-



stellung benutzte Ausblaserohr ist etwa 6^m weit und steht mit seiner Axe um $35-40^\circ$ aus der Verticalen. Lässt man nun einen Luftstrom von 3–4 Atm. Spannung austreten (wir haben Versuche bis zu 7 Atm. gemacht) und hält zunächst einen Gummiball von 5" engl. Durchmesser in den Strahl, so kann man ihn, nachdem man die richtige Stelle im Strahl ausgesucht, loslassen, ohne dafs er fällt. Er wird vom Strahl getragen, und beginnt (unter kleinen Schwankungen in der Strahlrichtung) sich zu drehen und zwar in einer Verticalebene, welche mit der des Strahles übereinstimmt und in dem Sinne, dafs die oberen Punkte sich von dem Mundstück entfernen. Der Abstand A beträgt bei 3 Atm. etwa 35 Cm., bei 6 gegen 45 Cm. Nimmt man statt des obigen Balles eine Holzkugel von 4, von 3" usw. Durchmesser, so gelingt das Experiment ebenfalls, nur ist der Abstand A kleiner; eine $1\frac{3}{4}$ zöllige Glaskugel wird ebenfalls getragen. Auch kann man zwei Kugeln, eine große und eine kleine, letztere zu unterst, in den Strahl hängen, was sehr merkwürdig aussieht. Als

Neben
den Str
hört au
2. Brin
näher
keit ge
hungen
ebene
leichte

Die
mit dem
hängt.
allen
mehr
Atmos
oder d
Ausflu
recht
wärts
hin ge
letzter
stattfin
halb d
ein K
Bringt
muthm
selbe
oder e
strom
bald s
nung
beim
die se
nach
wofern
steht,
Kräfte

Nebenerscheinungen führe ich folgende an. 1. Macht man den Strom sehr stark, so geht der Ball weit ab, bis 50 Cm., *hört aber dann auf zu rotiren*; er schaukelt nur noch leise. 2. Bringt man ihn durch Spannungsverminderung wieder näher zur Mündung hin, wobei er an Winkelgeschwindigkeit gewinnt, so ändert er langsam die Lage seiner Drehungsebene und zwar so lange, bis diese in die Strahlebene fällt, wobei die Axe der Drehung des Balles eine leichte Neigung gegen die Horizontale macht.

Die Haupterscheinung halte ich für eine solche, welche mit dem Clément-Desormes'schen Versuche zusammenhängt. Der ziemlich dünne Strahl wird an der Kugel nach allen Seiten abgelenkt und dadurch in seinem Inneren mehr oder weniger stark verdünnt. Demzufolge preßt die Atmosphäre in der Richtung der stärksten Verdünnung oder der Mittelkraft der Verdünnungen den Ball nach der Ausflusmündung hin. Das Gewicht des Balles wirkt senkrecht abwärts. Gleichgewicht zwischen der schräge aufwärts treibenden Kraft des Strahles und den beiden vorhin genannten Kräften entsteht, wenn die Mittelkraft der letzteren der Strahlwirkung parallel wird. Dies kann nur stattfinden, wenn der Ball sich mit seinem Centrum *unterhalb der Strahlaxe* befindet. Es entsteht demnach noch ein Kräftepaar, welches den Ball in Drehung versetzt. Bringt man den Finger oder einen Stab an die Stelle des muthmaßlichen Druckminimums an den Ball, so wird derselbe sofort abgestoßen (da man das Vacuum beseitigt) oder er fällt herab. Jene beiden gleichzeitig in den Luftstrom gehängten Bälle stoßen einander scheinbar ab, sobald sie einander berührt haben. Die erste Nebenerscheinung ist mir nicht recht klar. Die zweite, *welche nur beim Gummiball auftritt*, läßt sich wohl so erklären, daß die sehr merkliche Abplattung, die der Ball erfährt, die nach der Mündung zu gerichtete Hälfte der Balloberfläche, wofern die Drehaxe nicht genau normal zur Strahlebene steht, unsymmetrisch gestaltet und demnach einem kleinen Kräftepaar Entstehung giebt, welches langsam die Stellung

herbeiführt, bei welcher das Sphäroid symmetrisch zur Strahlebene steht.

Ohne Zweifel werden sich noch hübschere Variationen des Versuches finden lassen, der, wie ich annehme, auch mittelst eines starken Blasebalges ausgeführt werden kann. Sehr leicht wird er mit einem Dampfstrahl auszuführen seyn.

X. Zur Theorie der Doppelbrechung; von Victor v. Lang.

(Aus dem LXXIII. Bande der Sitzb. der Wien. Akad. übersandt vom
Verfasser.)

In einer vor längerer Zeit erschienenen Notiz ¹⁾ habe ich gezeigt, daß sich aus den für einen elastischen festen Körper geltenden Gleichungen auch die Bedingungsgleichungen ableiten lassen, welche Cauchy für die Spiegelung und Brechung des Lichtes an der Grenzfläche durchsichtiger isotroper Medien aufgestellt hat. Anderseits hatte schon früher Lamé die Erscheinungen der Doppelbrechung aus den erwähnten Formeln erhalten.

Es würden somit zwei wichtige Partien der Lichtlehre durch eine gemeinsame Theorie gegeben seyn, wenn nicht Lamé's Analyse zufolge die Schwingungen des Lichtäthers in der Polarisationsebene erfolgen müßten. Dies stimmt nämlich nicht mit Cauchy's Theorie der Spiegelung, welche die Lichtschwingungen senkrecht zur Polarisationsebene ergibt.

Ich habe nun schon in der eingangs erwähnten Notiz ein System von Werthen für die Spannungen angegeben, welches in die Elasticitätsgleichungen substituirt ebenfalls

1) Zur Theorie der Spiegelung und Brechung des Lichtes. Sitzber. der Wien. Akad. Bd. 44, 1861.

die Gesetze der Doppelbrechung giebt; nur mit dem Unterschiede, daß jetzt die Schwingungen senkrecht zur Polarisationssebene geschehen. Jene damals ohne Ableitung gegebenen Werthe der Spannungen sollen jetzt näher begründet werden.

Der Theorie der Elasticität zufolge hat man für das Gleichgewicht eines Elementarparallelopipeds im Punkte xyz die Gleichungen

$$\left. \begin{aligned} \frac{dN_1}{dx} + \frac{dT_2}{dy} + \frac{dT_3}{dz} + X &= 0 \\ \frac{dT_2}{dx} + \frac{dN_2}{dy} + \frac{dT_1}{dz} + Y &= 0 \\ \frac{dT_3}{dx} + \frac{dT_1}{dy} + \frac{dN_3}{dz} + Z &= 0 \end{aligned} \right\} \quad . \quad . \quad (1).$$

Sind α, β, γ die Längendilatationen der drei Kanten, φ, χ, ψ aber die Aenderungen, der Winkel des Elementarparallelopipeds durch die Spannungen, so muß seyn

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= \frac{1}{E} [N_1 - \mu(N_2 + N_3)], & \varphi &= 2 \frac{1+\mu}{E} T_1 \\ \beta &= \frac{1}{E} [N_2 - \mu(N_3 + N_1)], & \chi &= 2 \frac{1+\mu}{E} T_2 \\ \gamma &= \frac{1}{E} [N_3 - \mu(N_1 + N_2)], & \psi &= 2 \frac{1+\mu}{E} T_3 \end{aligned} \right\} \quad (2).$$

Hier ist E der sogenannte Elasticitätscoefficient, μ aber das Verhältniß der Querconcentration zur Längendilatation. Drückt man noch die letzten sechs Größen durch die Verschiebungen ξ, η, ζ des Punktes x, y, z aus, wobei natürlich alle diese Größen als sehr klein betrachtet werden, so erhält man

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= \frac{d\xi}{dx}, & \varphi &= \frac{d\eta}{dz} + \frac{d\zeta}{dy} \\ \beta &= \frac{d\eta}{dy}, & \chi &= \frac{d\zeta}{dx} + \frac{d\xi}{dz} \\ \gamma &= \frac{d\zeta}{dz}, & \psi &= \frac{d\xi}{dy} + \frac{d\eta}{dx} \end{aligned} \right\} \quad . \quad . \quad (3).$$

Somit werden die Spannungen

$$\left. \begin{aligned} N_1 &= 2\rho M \frac{d\xi}{dx} + \rho L \left(\frac{d\xi}{dx} + \frac{d\eta}{dy} + \frac{d\zeta}{dz} \right), & T_1 &= \rho M \left(\frac{d\eta}{dy} + \frac{d\zeta}{dz} \right) \\ N_2 &= 2\rho M \frac{d\eta}{dy} + \rho L \left(\frac{d\xi}{dx} + \frac{d\eta}{dy} + \frac{d\zeta}{dz} \right), & T_2 &= \rho M \left(\frac{d\zeta}{dz} + \frac{d\xi}{dx} \right) \\ N_3 &= 2\rho M \frac{d\zeta}{dz} + \rho L \left(\frac{d\xi}{dx} + \frac{d\eta}{dy} + \frac{d\zeta}{dz} \right), & T_3 &= \rho M \left(\frac{d\xi}{dx} + \frac{d\eta}{dy} \right) \end{aligned} \right\} (4),$$

wobei zur Abkürzung

$$\frac{E}{2(1+\mu)} = \rho M \quad \frac{E}{1+\mu} \cdot \frac{\mu}{1-2\mu} = \rho L \quad (5)$$

gesetzt ist, und ρ die Dichte des Aethers bedeuten soll.

Dies die bekannten Formeln der Elasticitätslehre. Man kann nun dieselben direct auf den Aether anwenden: ξ , η , ζ sind dann die Ausschläge des Aethertheilchens x , y , z zur Zeit t und die Integration der Gleichungen (1) giebt dann die Lichtbewegung in isotropen Medien.

Diese directe Anwendung der obigen Gleichungen kann aber nicht mehr statthaben, falls die Bewegung des Aethers, wie wir jetzt annehmen wollen, nicht von seinen eigenen Schwingungen allein herrührt, sondern zum Theile auch von den der Schwingungen der Körpertheilchen, mit welchen der Aether fortbewegt wird.

In den früheren Formeln müssen dann die Ausschläge ξ , η , ζ um die Beträge ξ' , η' , ζ' verringert werden, die von den Schwingungen der Körpertheilchen herrühren und die ja auf die Deformation des Aethers ohne Einfluss sind. Wir werden daher für ξ , η , ζ zu setzen haben

$$\left. \begin{aligned} \xi - \xi' &= \xi \left(1 - \frac{\xi'}{\xi} \right) \\ \eta - \eta' &= \eta \left(1 - \frac{\eta'}{\eta} \right) \\ \zeta - \zeta' &= \zeta \left(1 - \frac{\zeta'}{\zeta} \right) \end{aligned} \right\} \dots \dots (6).$$

Wir setzen nun weiter voraus, daß die Verhältnisse

$$\frac{\xi'}{\xi}, \frac{\eta'}{\eta}, \frac{\zeta'}{\zeta}$$

für ein bestimmtes System dreier rechtwinkliger Axen constant seyen. Dies kann wohl, wenn Aether und Körper-

theilchen nicht mit gleicher Schwingungsdauer oscilliren, nicht für jeden einzelnen Ausschlag gelten, es ist aber dann noch immer denkbar, daß die Constanz der angegebenen Verhältnisse wenigstens im Mittel Geltung habe.

Die Schwingungen der Körpertheilchen werden aber im Allgemeinen nach verschiedenen Richtungen ganz gewiß auf verschiedene Weise vor sich gehen, ändern sich ja doch alle Eigenschaften der Krystalle mit der Richtung. Jene drei Verhältnisse werden daher, falls sie constant sind, jedenfalls verschiedene Werthe haben. Setzen wir nun zur Abkürzung

$$\left. \begin{aligned} M(1 - \frac{\epsilon}{\epsilon}) &= a^2, & M(1 - \frac{\eta}{\eta}) &= b^2, & M(1 - \frac{\zeta}{\zeta}) &= c^2, \\ H &= \frac{L}{M}, \end{aligned} \right\} (7),$$

so werden die Gleichungen (4) durch die angegebene Substitution für ξ , η , ζ

$$\left. \begin{aligned} N_1 &= 2\varrho a^2 \frac{d\xi}{dx} + \varrho H \left(a^2 \frac{d\xi}{dx} + b^2 \frac{d\eta}{dy} + c^2 \frac{d\zeta}{dz} \right), \\ N_2 &= 2\varrho b^2 \frac{d\eta}{dy} + \varrho H \left(a^2 \frac{d\xi}{dx} + b^2 \frac{d\eta}{dy} + c^2 \frac{d\zeta}{dz} \right), \\ N_3 &= 2\varrho c^2 \frac{d\zeta}{dz} + \varrho H \left(a^2 \frac{d\xi}{dx} + b^2 \frac{d\eta}{dy} + c^2 \frac{d\zeta}{dz} \right), \\ T_1 &= \varrho \left(b^2 \frac{d\eta}{dz} + c^2 \frac{d\zeta}{dy} \right) \\ T_2 &= \varrho \left(c^2 \frac{d\zeta}{dx} + a^2 \frac{d\xi}{dz} \right) \\ T_3 &= \varrho \left(a^2 \frac{d\xi}{dy} + b^2 \frac{d\eta}{dx} \right) \end{aligned} \right\} (8).$$

Um mit Hülfe dieser Werthe die Bewegungsgleichungen zu bilden, haben wir noch in den Gleichungen (1) die per Volumseinheit gerechneten, äußeren Kräfte X , Y , Z , zu ersetzen durch die beschleunigenden Kräfte

$$-\varrho \frac{d^2 \xi}{dt^2}, \quad -\varrho \frac{d^2 \eta}{dt^2}, \quad -\varrho \frac{d^2 \zeta}{dt^2}$$

und erhalten so:

$$\left. \begin{aligned}
 \frac{d^3 \xi}{dt^3} &= (1+H) \frac{d}{dx} \left(a^2 \frac{d\xi}{dx} + b^2 \frac{d\eta}{dy} + c^2 \frac{d\zeta}{dz} \right) \\
 &\quad + a^2 \left(\frac{d^3 \xi}{dx^3} + \frac{d^3 \xi}{dy^3} + \frac{d^3 \xi}{dz^3} \right) \\
 \frac{d^3 \eta}{dt^3} &= (1+H) \frac{d}{dy} \left(a^2 \frac{d\xi}{dx} + b^2 \frac{d\eta}{dy} + c^2 \frac{d\zeta}{dz} \right) \\
 &\quad + b^2 \left(\frac{d^3 \eta}{dx^3} + \frac{d^3 \eta}{dy^3} + \frac{d^3 \eta}{dz^3} \right) \\
 \frac{d^3 \zeta}{dt^3} &= (1+H) \frac{d}{dz} \left(a^2 \frac{d\xi}{dx} + b^2 \frac{d\eta}{dy} + c^2 \frac{d\zeta}{dz} \right) \\
 &\quad + c^2 \left(\frac{d^3 \zeta}{dx^3} + \frac{d^3 \zeta}{dy^3} + \frac{d^3 \zeta}{dz^3} \right)
 \end{aligned} \right\} \quad (9).$$

Wir integrieren nun diese Gleichungen durch eine ebene Welle, d. h., wir setzen

$$\left. \begin{aligned}
 \xi &= h \sin \frac{2\pi}{\lambda} (ux + vy + wz - qt) \\
 \eta &= k \sin \frac{2\pi}{\lambda} (ux + vy + wz - qt) \\
 \zeta &= l \sin \frac{2\pi}{\lambda} (ux + vy + wz - qt)
 \end{aligned} \right\} \quad (10).$$

Hier sind h, k, l die Richtungs cosinusse der Schwingungsrichtung, u, v, w aber die der Wellennormale. Für eine transversale Welle ist daher

$$hu + kv + lw = 0 \quad (11),$$

für eine longitudinale aber

$$hu + kv + lw = 1 \quad (12).$$

Die Substitution der Ausdrücke (10) in die Gleichungen (9) giebt

$$\left. \begin{aligned}
 q^2 h &= (1+H)u(a^2 hu + b^2 kv + c^2 lw) + a^2 h \\
 q^2 k &= (1+H)v(a^2 hu + b^2 kv + c^2 lw) + b^2 k \\
 q^2 l &= (1+H)w(a^2 hu + b^2 kv + c^2 lw) + c^2 l
 \end{aligned} \right\} \quad (13).$$

Multiplicirt man diese Gleichungen der Reihe nach mit u, v, w und addirt, so erhält man zufolge Gleichung (11), also für die transversalen Wellen die Bedingungsgleichung

$$0 = (2+H)(u^2 hu + b^2 kv + c^2 lw) \quad (14),$$

welcher Gleichung nur durch

$$H = -2 \quad (15)$$

genügt werden kann. Hierdurch reduciren sich aber die Gleichungen (13) auf

$$\left. \begin{aligned} (a^2 - q^2)h &= Fu \\ (b^2 - q^2)k &= Fv \\ (c^2 - q^2)l &= Fw \end{aligned} \right\} \quad . \quad . \quad . \quad (16),$$

zu welchen Gleichungen eben auch Fresnel's Theorie der Doppelbrechung führt (vergl. Lang, Einleitung in die theor. Physik, S. 330).

Die Bedingung $H = -2$ besagt aber, daß im Innern doppelbrechender Körper longitudinale Wellen nicht existiren. Multiplicirt man nämlich die Gleichungen (13) der Reihe nach mit u , v , w und addirt, so erhält man für die Geschwindigkeit der longitudinalen Welle zufolge Gleichung (12)

$$q^2 = (2 + H)(a^2 u^2 + b^2 v^2 + c^2 w^2) \quad . \quad . \quad (17).$$

Diese Geschwindigkeit wird also Null für $H = -2$.

Dem gefundenen Werthe von H zufolge müßte aber

$$L = -2M$$

und

$$\mu = 1 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (18)$$

seyn, d. h. Quercontraction und Längendilatation sind für den Aether immer gleich.

Setzt man endlich noch den Werth von H in die Ausdrücke (8) für die Spannungen, so werden dieselben

$$\left. \begin{aligned} N_1 &= -2\rho \left(b^2 \frac{d\eta}{dy} + c^2 \frac{d\zeta}{dz} \right), & T_1 &= \rho \left(b^2 \frac{d\eta}{dz} + c^2 \frac{d\zeta}{dy} \right) \\ N_2 &= -2\rho \left(c^2 \frac{d\zeta}{dz} + a^2 \frac{d\xi}{dx} \right), & T_2 &= \rho \left(c^2 \frac{d\zeta}{dx} + a^2 \frac{d\xi}{dz} \right) \\ N_3 &= -2\rho \left(a^2 \frac{d\xi}{dx} + b^2 \frac{d\eta}{dx} \right), & T_3 &= \rho \left(a^2 \frac{d\xi}{dy} + b^2 \frac{d\eta}{dx} \right) \end{aligned} \right\} (19),$$

welche Ausdrücke mit denen in meiner ersten Notiz gegebenen vollkommen übereinstimmen, unter der Voraussetzung, daß keine longitudinalen Wellen existiren.

XI. *Eine Blitzwirkung während des Gewitters vom 18. August; von Hrn. A. Trécul.*

(Compt rend. T. 83, p. 478.)

Während des Gewitters, welches in den Morgenstunden des letzten Freitags aufzog, war ich zwischen sieben und acht Uhr mit Schreiben am offenen Fenster beschäftigt. Starke Donnerschläge, die in der Nachbarschaft stattzufinden schienen, erfolgten zu wiederholten Malen. Während der nächsten oder beinahe gleichzeitig mit ihnen, sanken kleine leuchtende Säulen in schiefer Richtung bis auf mein Papier herab. Die Länge einer derselben betrug ungefähr zwei Meter und ihre grösste Breite anderthalb Decimeter ($0^m,15$). Stumpf an dem entfernteren Ende, wenigstens bei der, von welcher ich spreche, verdünnten sie sich allmählich und an der Oberfläche meines Tisches hatten sie nur drei bis vier Centimeter. Ihr Ansehen war das eines entflammten Gases mit schlecht begränzten Umrissen. Ihre wenig intensive Farbe war gelb, schwach röthlich, wie die vieler Flammen; allein an der Oberfläche des Papiers, auf welcher sie vier oder fünf Secunden verweilten, waren ihre Farben lebhafter. Bei der ersten bemerkte ich die Farbe dieses unteren Theils nicht gut; allein die zweite zeigte die lebhaften Farben des Regenbogens (gelb, grün und blau); die dritte war sehr schön blau, aber schwächer, fast weiss in der Berührung mit dem Papier.

Eine Detonation fand nicht statt; allein *beim Erlöschen* verliessen sie das Papier mit einem schwachen *Rauschen* (*bruissement*). Ich bediene mich eigends dieses Wortes, weil die beiden ersten Sylben desselben dieß schwache Geräusch ziemlich gut nachahmen, welches man auch mit dem vergleichen kann, welches entsteht, wenn man ein wenig Wasser auf eine hinreichend erhitzte Metallplatte gießt. Ein Geruch war nicht zu spüren. Ich muß auch

hinzufügen, daß das Papier nicht verändert oder fleckig ward. Meine Stahlfeder ward nicht angegriffen und ich selber empfand nichts.

XII. Radiometrische Versuche.

Hr. Dr. A. Schuster, Demonstrator an Owen's College in Manchester, hat mit einem von Geißler verfertigten Radiometer folgenden bemerkenswerthen Versuch angestellt.

Er hängt das Instrument bifilar in einem größeren Glasgefäß auf, welches er darauf auspumpt. An der Glashülle desselben ist ein kleiner Hohlspiegel befestigt, um eine etwaige Bewegung derselben beobachten zu können. Hierauf läßt er das Licht einer Hydro-Oxygen-Lampe, welches er bis dahin durch einen Schirm abgehalten, auf das Instrument fallen, welches sich dadurch etwa 200 Mal in der Minute dreht. Dabei wurde nun beobachtet, daß die Glashülle abwich, in entgegengesetzter Richtung mit der Richtung des Kreuzes. Wenn die Geschwindigkeit der Lichtmühle constant geworden war, kehrte die Glashülle in ihre anfängliche Lage zurück. Nahm man das Licht plötzlich fort, so wurde die Hülle wiederum in Bewegung gesetzt, aber entgegengesetzt der anfänglichen. Die Hülle drehte sich also nun in derselben Richtung wie die Lichtmühle (*Proc. of the Royal Soc. Vol. XXIV, p. 391*).

Hr. Crookes hat diesen Versuch wiederholt, jedoch in der Weise, daß er das Radiometer in Wasser schwimmen ließ (also war außerhalb der Hülle keine verdünnte Luft). Der Erfolg war etwas verschieden von dem von Dr. Schuster beobachteten. Erst drehte sich die Hülle, dann stand sie still und nahm darauf entgegengesetzte Bewegung an. Endlich nahm sie eine sehr langsame Drehung an und zwar in gleicher Richtung mit dem Kreuz. Als diesem ein kräftiger Magnet genähert wurde, stand es

augenblicklich still ¹⁾ und zugleich begann die Hülle sich zu drehen, entgegengesetzt der Bewegung des Kreuzes (*Ib.* p. 409).

XIII. Ueber Hrn. Sonnreck's Theorie der Schwingungs-Erregung und der Bewegung der Luftsäule in offenen und gedeckten Pfeifen; von Alexander J. Ellis.

(Briefliche Mittheilung.)

Indem ich diese interessante Mittheilung in Ihrer Nummer für Mai 1876, S. 129—147, durchlas, fiel es mir in hohem Grade auf, daß die Section „a Schwingungs-Erregung des Grundtones bei offenen Pfeifen“, S. 132, beinahe als eine wörtliche Uebersetzung zu betrachten ist, von S. 710 des Anhangs zu meiner in 1875 erschienenen englischen Uebersetzung von der Helmholtz'schen Lehre der Tonempfindungen. Diese Seite enthält einen Auszug von der Theorie, die Hr. Hermann Smith in London schon in mehreren früher gedruckten Mittheilungen von 1864, 1873 bis 1875, über denselben Gegenstand veröffentlicht hat, und mein Auszug ist von ihm selbst zu diesem Zwecke gütigst revidirt worden. Obgleich die von dem Hrn. Sonnreck mitgetheilten Versuche, sowie auch seine Theorie, von denen des Hrn. Hermann Smith mir gänzlich unabhängig zu seyn scheinen, wäre es doch wünschenswerth, die Priorität der englischen, auf jahrelanger practischen Arbeit mit Orgelpfeifen gestützten Theorien außer Zweifel zu setzen, und daher ersuche ich Sie, diese Notiz in Ihre Annalen gütigst einzurücken.

London, den 29. September 1876.

- 1) Ich habe dies an meinem Radiometer nicht beobachten können, obgleich die Flügel desselben aus Aluminium, also aus einem, wenn auch nur schwach, magnetischen Metall bestehen. P.

Für
ich in
leitung
von d
Temp
Wasse
überei
coëffic
dadurc
keit d
Temp
gel zu
geführ
daß d
der T
Es
cient f
statt d
Wenn
Wärm
selbst

- 1) Die
2) Seit
3) Sieh
Pogge